

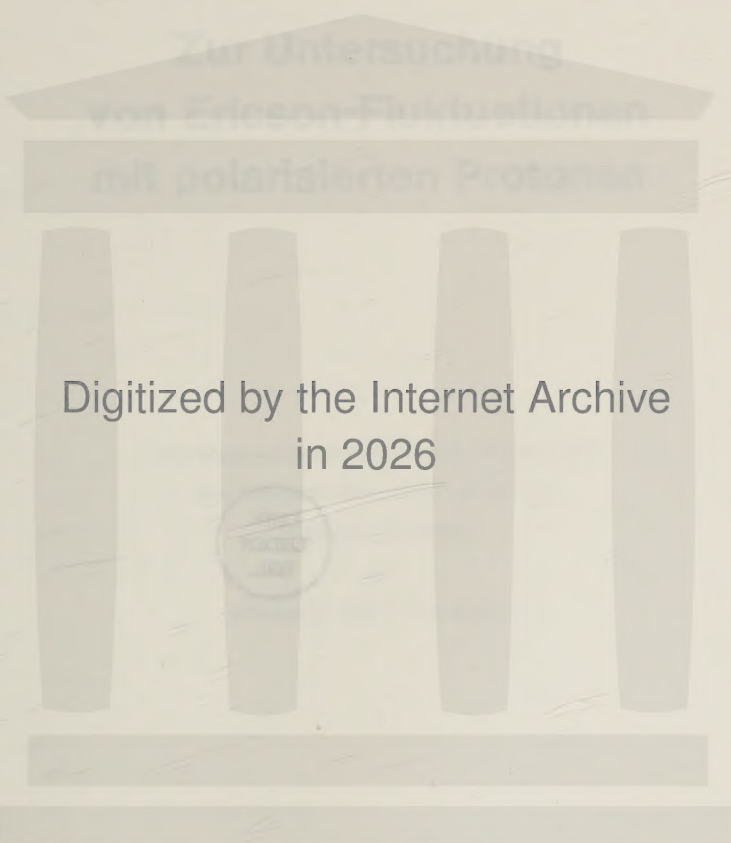
**Zur Untersuchung
von Ericson-Fluktuationen
mit polarisierten Protonen**

von
Knut Imhof
aus
Göllingen/Thür.

1976 № 4 33

Zur Untersuchung
von Edison-Fluktuationen
mit polarisierten Protonen

Digitized by the Internet Archive
in 2026





Zur Untersuchung von Ericson-Fluktuationen mit polarisierten Protonen

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Knut Imhof

aus

Göllingen/Thür.

Als Dissertation genehmigt von den
Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	24. November 1976
Vorsitzender der Promotions- kommission:	Professor Dr. H. Remmert
Erstberichterstatte:	Professor Dr. E. Finckh
Zweitberichterstatte:	Professor Dr. W. Kreische

Inhalt

	Seite
Zusammenfassung	1
1) Einleitung	3
2) Grundbegriffe	5
2.1. Ericson-Fluktuationen	5
2.2. Compoundkernmodell	5
2.3. Compound- und direkte Reaktionen	5
2.4. Theoretische Grundlagen	6
3) Theorie und statistische Analyse	7
3.1. Statistische Eigenschaften der Streuamplituden	7
3.2. Differentieller Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke	8
3.3. Mittelwerte	9
3.4. Varianzen und Autokorrelationsmethode	10
3.5. Einfluß des endlichen Meßintervalles, FRD-Fehler	11
3.6. Synthetische Anregungsfunktionen	12
3.7. Allgemeiner Spinfeld	16
4) Experiment	19
4.1. Messung	19
4.2. Target, Zähler, Streukammer	19
4.3. Normierung	20
4.4. Strahl und Polarisierung	21
4.5. Elektronik und Auswertung	21
5) Ergebnisse	25
5.1. Anregungsfunktionen und Reduktion der Daten	25
5.2. Bestimmung der Kohärenzbreite T und des Schwankungsquadrates C_0	30
5.3. Winkelkreuzkorrelationen, Kohärenzwinkel	35
5.4. Kanalkreuzkorrelationen, intermediäre Strukturen	36

5.5. Bestimmung des direkten Anteils	43
5.5.1. Hauser-Feshbach- und DWBA-Rechnungen	43
5.5.2. Wahrscheinlichkeitsverteilung	52
5.5.3. Kovarianz	54
5.5.4. Varianz	55
5.5.5. Diskussion	58
Literaturnachweis	59
Anhang	62

Zusammenfassung

Ziel der Messung von Ericson-Fluktuationen ist es, Aussagen über Kerneigenschaften wie Niveaubreite und Niveauabstand sowie über die Art des Reaktionsmechanismus unter Benützung von statistischen Auswertemethoden zu machen. Bisher sind noch keine umfassenden und systematischen Untersuchungen von Ericson-Fluktuationen mit polarisierten Teilchen bekannt. Bereits vorliegende Veröffentlichungen (Tak-74, Gla-75, Sch-75, Hen-76) befassen sich nur mit Teilaspekten.

Bei der Verwendung eines polarisierten Strahls hat man zusätzlich zum differentiellen Wirkungsquerschnitt σ noch eine zweite Meßgröße, die Analysierstärke A . Für diese Observable wurden neue Formeln für die statistische Auswertung hergeleitet und an synthetischen Anregungsfunktionen von Haglund (Hag-75) für den $N=2$ -Kanalfall getestet. Angewendet wurden diese Formeln für die Polarisationsgrößen zusammen mit den Formeln für die unpolarisierten Meßgrößen auf die Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$. Diese Reaktion wurde im Energiebereich zwischen 9.20 und 11.45 MeV in 25 keV Schritten unter 14 Winkeln gemessen. Intermediäre Strukturen, wie sie von Glashauser (Gla-75) bei der Streuung von Protonen an Aluminium gesehen wurden, konnten nicht verifiziert werden.

Für die Kohärenzbreite T , das ist eine untere Grenze für die Niveaubreite, wurde ein Mittelwert von 35 keV gefunden. Wobei man aus polarisierter und unpolarisierter Messung innerhalb des FRD-Fehlers die gleichen Werte erhält, was die Gültigkeit der neuen Formeln für den allgemeinen Kanalfall bestätigt. Da der Niveauabstand D ungefähr 1.7 keV beträgt, ist die für Ericson-Fluktuationen notwendige Bedingung $T/D \approx 1$ gut erfüllt.

Besonderes Augenmerk wurde auf den Nachweis und die Extraktion des direkten Anteils y_D an der Gesamtreaktion gelegt. Eine exakte Bestimmung von y_D wird bei kleinen Werten durch den FRD-Fehler erschwert, der bei $y_D=0.3$ schon in der gleichen Größenordnung wie der Wert selber liegt. Hierin ist auch der Grund zu suchen, daß bei früheren (p,α) -Messungen in diesem Massen- und Energiebereich kein oder zumindest nur ein vernachlässigbarer Direktanteil gefunden wurde.

Das Nichtverschwinden des energiegemittelten polarisierten Wirkungsquerschnittes σ_A bei der vorliegenden (p,α) -Messung ist jedoch der Beweis, daß bei Winkeln bis etwa 110° ein direkter Reaktionsmechanismus abläuft. Mit Hilfe der theoretischen Berechnung der Anzahl der Spinkanäle N wurde aus

den normierten Varianzen für σ und σ_A der direkte Anteil ermittelt, der bei 90° immerhin 75% der Gesamtreaktion ausmacht.

1) Einleitung

Mißt man Compoundkernreaktionen als Funktion der Energie, so treten bei niedrigen Anregungsenergien im differentiellen Wirkungsquerschnitt isolierte Resonanzen auf. Bei einer Steigerung der Einschußenergie wachsen die Resonanzen zusammen und die Anregungsfunktionen sind gekennzeichnet durch eine irreguläre Folge von Peaks. Man hat hier im Compoundkern das Kontinuumsgebiet erreicht, wo sich die einzelnen Niveaus überlappen. Für Kerne der Masse zwischen 25 und 35 gilt dies bei Anregungsenergien von etwa 20 MeV. Obwohl es nun nicht mehr möglich ist, Informationen über einzelne Resonanzen zu bekommen, können wichtige Kernparameter aus diesen Fluktuationen des Wirkungsquerschnittes gewonnen werden. So kann die Breite der erreichten Niveaus und deren Abstand bestimmt werden. Weiter sind Aussagen über den Reaktionsmechanismus, d.h. über die Beiträge von Compound- und Direktreaktion, möglich. Bei Verwendung eines polarisierten Strahls, d.h. das Projektil hat eine definierte Spinrichtung, mißt man neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt σ eine zweite Observable, die Analysierstärke A .

Ziel dieser Arbeit ist es nun, die oben genannten Reaktionsparameter, die man aus einer unpolarisierten Messung erhält, denjenigen gegenüberzustellen, die man aus den Polarisationsgrößen σA und A bekommt. Dazu werden nach Klärung einiger Grundbegriffe (Kapitel 2) im dritten Kapitel die statistischen Eigenschaften der Streuamplituden benutzt, um neue Formeln für den polarisierten Wirkungsquerschnitt herzuleiten, die man zur Analyse benötigt. Diese werden für die elastische Streuung von Protonen an Kernen mit Spin Null abgeleitet, dem einfachsten Fall, bei dem die Polarisation als Interferenzphänomen auftritt. Im gleichen Kapitel werden dann diese neuen Formeln an synthetischen Anregungsfunktionen getestet und auf den allgemeinen Spinfall erweitert. Das Kapitel 4 bringt die experimentelle Anordnung und die Durchführung der Messung. Im 5. Kapitel wird zuerst die Aufbereitung der Meßdaten für die statistische Analyse besprochen und dann die Kohärenzbreite T , das Schwankungsquadrat C_0 und der Kohärenzwinkel δ bestimmt. Nach intermediären Strukturen wird mit zwei Auswertemethoden gesucht, weil Glashausser (Gla-75) bei der Streuung von polarisierten Protonen an ^{26}Mg und ^{27}Al Evidenzen dafür gefunden hat. Das Hauptergebnis dieser Arbeit ist die Bestimmung des direkten Anteils der Reaktion (Kapitel 5.5). Denn nach bisher vorliegenden unpolarisierten (p, α)-Messungen

wurde für diese Massengegend und Energiebereich kein oder zumindest nur ein sehr kleiner Direktanteil gefunden (All-64, Tem-64, All-65, Law-65, Ric-66, Dal-68, Wit-68). Dieses würde aber ein Verschwinden des energiegemittelten polarisierten Wirkungsquerschnittes bedeuten. Die polarisierte Messung kann hier also eindeutige Aussagen machen.

2) Grundbegriffe

2.1. Ericson-Fluktuationen

1962 beobachteten Colli et al. (Col-62) starke Schwankungen der Zählrate in Anregungsfunktionen der Reaktion $^{28}\text{Si}(n,\alpha)^{25}\text{Mg}$. Dieses Phänomen wurde schon 1960 von Ericson (Eri-60) vorhergesagt für einen Energiebereich 3-5 MeV oberhalb der Neutronenemissionsschwelle.

Wegen der exponentiellen Zunahme der Niveaudichte D und dem Anwachsen der Zerfallsbreite Γ mit steigender Energie ist man hier in einem Kontinuum überlappender Niveaus, d.h. es gilt $\Gamma/D \gg 1$. In dieser Situation ist es nicht länger möglich, einzelne Resonanzen zu unterscheiden. Vielmehr treten statistischen Interferenzen vieler Niveaus auf, und diese sind verantwortlich für die Fluktuationen im differentiellen Wirkungsquerschnitt, den sogenannten Ericson-Fluktuationen.

2.2. Compoundkernmodell

Das Compoundkernmodell geht auf Nils Bohr (Boh-36) zurück. Es geht von der Vorstellung aus, daß das Projektil zusammen mit dem Targetkern einen langlebigen Compoundzustand bilden. Die Energie des eingefangenen Teilchens verteilt sich durch viele Stöße auf die Kernteilchen in den äußeren Schalen und erzeugt ein Vielteilchen-Vielloch-System bis thermodynamisches Gleichgewicht herrscht. Erst wenn ein Teilchen wieder genügend Energie auf sich vereinigt hat, kann es von der Oberfläche abdampfen. Der Zerfall des Compoundkernes geht wegen der hohen Bindungsenergie um Größenordnungen langsamer vor sich als eine direkte Reaktion. Das ist eine Reaktion, die ohne Zwischenkernbildung abläuft.

Die grundlegende Annahme des Compoundkernmodells von Bohr ist nun aufgrund des Zeitargumentes die Unabhängigkeit von Bildung und Zerfall des Zwischenkernes.

2.3. Compound- und direkte Reaktion

Compoundreaktionen mit Anregungsenergien E_x um 20 MeV in der Massengegend $A \approx 30$ ergeben eine Resonanzbreite in den Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnittes von etwa 50 keV. Gemäß der Unschärferelation $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$ entspricht jeder Struktur der Breite Γ eine Reaktionszeit τ . Hier liegt die mittlere

Lebensdauer des Zwischenkernes sodann bei etwa 10^{-19} Sekunden.

Direkte Reaktionen, wie die Streuung eines Teilchens am Kernpotential, zeigen eine Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes im MeV-Bereich, entsprechend einer Wechselwirkungszeit von 10^{-22} Sekunden. Dies entspricht etwa der Durchflußzeit durch den Kern.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt einer direkten Reaktion zeigt eine Diffraktionsstruktur, die für den Reaktionstyp charakteristisch ist. Im Gegensatz dazu ist bei einer Compoundkernreaktion die Winkelverteilung symmetrisch zu 90 Grad. Mathematisch kann dies dadurch erklärt werden, daß in Formel (50) nur Legendrepolynome mit geradzahligem Drehimpuls vorkommen. Im allgemeinen treten bei Anregungsenergien um 20 MeV beide Reaktionstypen gemeinsam auf. Mit wachsender Energie nimmt jedoch die Zahl der Zerfallskanäle stark zu, sodaß der Compoundreaktionsanteil gegenüber dem direkten Prozeß zurücktritt.

2.4. Theoretische Grundlagen

Die Theorie geht von der Voraussetzung aus, daß die Fluktuationen in den Anregungsfunktionen rein statistischer Natur sind und nur von einigen wenigen Parametern, wie z.B. den Spins der beteiligten Teilchen, abhängen, nicht aber von den individuellen Eigenschaften des Zwischenkernes, wie der Niveaudichte oder der Verteilung der Partialbreiten. Diese allgemeinen Sätze sind Konsequenzen aus der Annahme der sogenannten "Zufallsphasen-Näherung" (random-phase-approximation). Dieses Modell wurde zuerst von Hauser und Feshbach (Hau-52) entwickelt. Darauf aufbauend wurden von Ericson (Eri-63), Brink und Stephen (Bri-64, Ste-63) sowie Moldauer (Mol-64) Beschreibungen der Ericson-Fluktuationen erarbeitet, die später insbesondere von Ernst (Ern-69, Ern-72) detaillierter untersucht wurden. In jüngster Zeit haben die statistischen Reaktionen bei den Theoretikern wieder großes Interesse gefunden, vorallem nach den Arbeiten von Kawai, sowie Weidenmüller und Mitarbeitern (Kaw-73, Eng-73, Wei-74, Tep-74, Hof-75, Ric-75, Aga-75).

3) Theorie und statistische Analyse

3.1. Statistische Eigenschaften der Streuamplituden

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Streuung von spinlosen Teilchen vom Kanal $c=c(\alpha, s, l, J)$ in den Kanal $c'=c'(\alpha', s', l', J')$ läßt sich schreiben als (Eri-63):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, c, c') \equiv \sigma(E, c, c') = |f(E, c, c')|^2 \quad (1)$$

Wobei α die Teilchenart angibt und der Bahndrehimpuls l mit dem Kanalspin s zum Gesamtdrehimpuls J des Compoundsystems koppeln. Targetkern und Projektil haben die Spins I und i , wobei gilt: $s = I + i$. Wenn nun die Reaktion über einen Compoundzustand mit überlappenden Niveaus (d.h. $T_\mu/D_\mu \gg 1$) läuft, gilt:

$$f(E, c, c') = f_0(E, c, c') - i \sum_{\mu} \frac{a_{c\mu} a_{c'\mu} - \langle a_{c\mu} a_{c'\mu} \rangle}{E - E_\mu + i/2 T_\mu} \quad (2)$$

Die komplexen Partialbreitenamplituden $a_{c\mu}$ sind mit den Partialbreiten verknüpft durch:

$$T_{c\mu} = |a_{c\mu}|^2 \quad (3)$$

und die totale Breite T_μ des μ -ten Niveaus ist gegeben durch:

$$T_\mu = \sum_{c''} T_{c''\mu} \quad (4)$$

wobei über alle möglichen Kanäle c'' zu summieren ist. Die Streuamplitude $f(E, c, c')$ kann zerlegt werden in einen sich nur langsam mit der Energie ändernden Teil $f_0(E, c, c')$, den "direkten" Teil, und einen sich stark mit der Energie ändernden Teil $f_c(E, c, c')$, den "fluktuierenden" oder "Compound"-Anteil:

$$f(E, c, c') = f_0(E, c, c') + f_c(E, c, c') \quad (5)$$

Im statistischen Modell werden folgende Annahmen gemacht:

- Die Resonanzbreitenamplituden $a_{c\mu}$ haben eine Zufallszahlenverteilung (Gaußverteilung) um Null, d.h. das Energiemittel $\langle a_{c\mu} \rangle = 0$.
- Für verschiedene Kanäle sind sie unkorreliert, d.h.

$$\langle a_{c\mu} a_{c'\mu} \rangle = \langle a_{c\mu} \rangle \langle a_{c'\mu} \rangle = 0$$

- c) Das Produkt $a_{c\mu} a_{c'\mu}$ soll ebenfalls eine Zufallszahl sein. Wegen der großen Anzahl von Zufallszahlen im Nenner von $f_c(E, c, c')$ ist dann der "zentrale Grenzwertsatz der Statistik" anwendbar. Daraus folgt, daß der fluktuierende Teil der Streuamplitude gaußverteilt ist, d.h.

$$\left\langle \sum_{\mu} \frac{a_{c\mu} a_{c'\mu}}{E - E_{\mu} + i/2 T_{\mu}} \right\rangle = \langle f_c(E, c, c') \rangle = 0$$

- d) Die Partialbreiten $T_{c\mu} = |a_{c\mu}|^2$ sind ebenfalls Zufallszahlen. Da die totale Breite $T_{\mu} = \sum_{c'} T_{c',\mu}$ eine Summe über sehr viele offene Kanäle ist, werden die verschiedenen T_{μ} nur wenig von ihrem Mittelwert T abweichen, d.h. wir können T_{μ} durch T ersetzen.

3.2. Differentieller Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke

Schießt man bei Streuexperimenten polarisierte Teilchen mit Spin 1/2 auf ein Target, so erhält man zwei Observable, nämlich den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$, hier immer als σ abgekürzt, sowie die Analysierstärke A . Diese Polarisationsgröße ist eine Kerneigenschaft und entsteht als Interferenzphänomen im Eingangskanal der Reaktion.

Der einfachste Fall, bei dem eine Analysierstärke zu beobachten ist, ist die elastische Streuung von Spin-1/2-Teilchen an Spin-0-Kernen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke lassen sich durch zwei Streuamplituden f und g ausdrücken:

$$\sigma = ff^* + gg^* \quad (6)$$

$$A = \frac{6A}{\sigma} = \frac{fg^* + f^*g}{ff^* + gg^*} \quad (7)$$

Zur Vereinfachung verwendet man im allgemeinen nicht A , sondern das Produkt σA .

Wie schon im vorigen Abschnitt gezeigt, lassen sich die Streuamplituden in einen direkten und einen fluktuierenden Teil zerlegen mit folgenden Eigenschaften:

- a) $f = f_0 + f_c$
 $g = g_0 + g_c$
 b) $\langle f_c \rangle = \langle g_c \rangle = 0$

$$c) \quad \langle f_c g_c \rangle = \langle f_c \rangle \langle g_c \rangle = 0$$

$$d) \quad \langle f_0 \rangle = f_0 \quad \text{und} \quad \langle g_0 \rangle = g_0$$

Weiter soll gelten (Bri-63):

$$e) \quad f_c = f_{c1} + i f_{c2} \quad \text{und} \quad g_c = g_{c1} + i g_{c2}$$

$$f) \quad \langle f_{c1}^2 \rangle = \langle f_{c2}^2 \rangle \quad \text{und} \quad \langle g_{c1}^2 \rangle = \langle g_{c2}^2 \rangle$$

$$g) \quad \langle f_{c1} f_{c2} \rangle = 0 \quad \text{sowie} \quad \langle g_{c1} g_{c2} \rangle = 0$$

Da diese Größen untereinander gleich sein sollen, gilt:

$$h) \quad \langle f_{c1}^2 \rangle = \langle f_{c2}^2 \rangle = \langle g_{c1}^2 \rangle = \langle g_{c2}^2 \rangle$$

Daraus ergibt sich der wichtige Punkt:

$$i) \quad \langle f_c f_c^* \rangle = \langle g_c g_c^* \rangle \quad \text{d.h., alle Compoundbasiswirkungsquerschnitte sollen gleich groß sein.}$$

3.3. Mittelwerte

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt σ und den polarisierten Wirkungsquerschnitt σ_A ergibt nun die Energiemittelung (siehe Anhang I):

$$\begin{aligned} \langle \sigma \rangle &= \langle f f^* + g g^* \rangle = f_0 f_0^* + \langle f_c f_c^* \rangle + g_0 g_0^* + \langle g_c g_c^* \rangle \\ &= \sigma_{di} + \sigma_{cn} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\langle \sigma_A \rangle = f_0 g_0^* + f_0^* g_0 \quad (9)$$

Das heißt, den energiegemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt σ kann man in einen direkten Anteil und in einen Compoundanteil aufteilen, während bei der Energiemittelung von σ_A die fluktuierenden Terme verschwinden! σ_A ist also eine rein direkte Größe.

Die Mittelwerte bezeichnet man auch als statistische Momente 1. Ordnung. Rechnerisch bestimmt man den Compoundwirkungsquerschnitt σ_{cn} nach der Methode von Hauser und Feshbach (Hau-52), den direkten Wirkungsquerschnitt σ_{di} mit einer DWBA-Rechnung, wie z.B. von Austern (Aus-70) beschrieben.

3.4. Varianzen und Autokorrelationsmethode

Das Quadrat der Abweichung vom Mittelwert bezeichnet man als Varianz, bzw. als statistisches Moment 2. Ordnung. Üblicherweise normiert man die Varianz auf den Mittelwert:

$$C_{\sigma}(\theta) = \frac{\text{var}(\sigma)}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{\langle (\sigma - \langle \sigma \rangle)^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{\langle \sigma^2 \rangle - 2\langle \sigma \rangle^2 + \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma \rangle^2}$$

$$= \frac{\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma \rangle^2} \quad (10)$$

Im allgemeinsten Fall geht man von einer bei festem Winkel gemessenen Anregungsfunktion aus und vergleicht die Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Energien:

$$C_{\sigma}(\epsilon, \theta) = \frac{\langle \sigma(E) \sigma(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma(E+\epsilon) \rangle} - 1 \quad (11)$$

Solch eine Funktion nennt man Autokorrelationsfunktion.

Mit den in Kapitel 3.1. angegebenen Eigenschaften läßt sich nun die normierte Varianz von σ berechnen zu (Anhang Ia):

$$C_{\sigma}(\epsilon, \theta) = \frac{1 - y_D^2}{2} \cdot \frac{T^2}{T^2 + \epsilon^2} \quad (12)$$

wobei $y_D = \sigma_{\text{di}} / \langle \sigma \rangle$ der direkte Anteil der Reaktion, T die Kohärenzenergie und ϵ die Energieschrittweite der Messung ist.

$C_{\sigma}(\epsilon, \theta)$ ist also ein Produkt aus einem konstanten Anteil $C_{\sigma}(\epsilon=0) = C_{0\sigma} = (1-y_D^2)/2$ und einem Energieteil $T^2/(T^2+\epsilon^2)$, der eine Lorentzkurve darstellt.

Auch für σ_A kann man die Varianz berechnen (Anhang Ib), wobei man geschickterweise auf σ normiert:

$$C_{\sigma_A}(\epsilon, \theta) = \frac{\langle \sigma_A(E) \cdot \sigma_A(E+\epsilon) \rangle - \langle \sigma_A(E) \rangle \langle \sigma_A(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma_A(E+\epsilon) \rangle} \quad (13)$$

$$= \frac{1 - y_D^2}{2} \cdot \frac{T^2}{T^2 + \epsilon^2} \quad (14)$$

Wie man sieht, gilt für unseren speziellen Fall $C_{00} = C_{00A}$!

Nachdem man hier zwei Meßgrößen hat, kann man σ und σA auch miteinander vergleichen. Dies geschieht durch die normierte Kovarianz:

$$C_{\sigma, \sigma A}(\Theta) = \frac{\text{covar}(\sigma, \sigma A)}{\langle \sigma \rangle \langle \sigma A \rangle} = \frac{\langle \sigma \cdot \sigma A \rangle}{\langle \sigma \rangle \langle \sigma A \rangle} - 1 \quad (15)$$

Es ergibt sich (Anhang Ic):

$$C_{0\sigma, \sigma A} = 1 - \gamma_D \quad (16)$$

3.5. Einfluß des endlichen Meßintervalles; FRD-Fehler

Das bei einer Autokorrelationsanalyse zugrunde liegende Mittelungsintervall ist nun nicht unendlich lang, wie bei der Herleitung der Formel (10) angenommen, sondern mit dem Meßintervall I identisch. Das hat zweierlei Konsequenzen für die aus dem Experiment extrahierten Parameter T_n und C_n :

- Die Autokorrelationsfunktion hat nicht mehr die Lorentzform $T^2/(T^2 + \epsilon^2)$, sondern oszilliert für ϵ -Werte wesentlich größer als T um die Nulllinie.
- Weiterhin sind an der Stelle $\epsilon=0$ die experimentellen Werte C_n und T_n um einen Betrag γ verschoben. Die Größe dieses "bias" hängt von der Länge des Meßintervalles ab. Die experimentellen Werte müssen deshalb korrigiert werden.

Diese Eigenart bezeichnet man als den FRD-(finite-range-of-data)-Effekt. Mehrere Autoren haben sich damit befaßt: (Dal-65, Böh-65, Gib-65, Dal-66, Hal-67, Roe-71). Allerdings wurden Korrekturen, abgesehen von der Arbeit von Roeders, nur für reine Compoundreaktionen, d.h. $y_D=0$, hergeleitet. Im folgenden wird das Ergebnis von Böhning verwendet (Anhang II):

$$C_n = C_0 [1 - a(1 - C_0)] \quad (17)$$

wobei C_0 den theoretischen Wert, d.h. für ein unendliches Meßintervall, bedeutet,

$a = \frac{2}{n} \arctg n - \frac{1}{n^2} \ln(1+n^2)$ ist und a^{-1} die Anzahl der statistisch unabhängigen Meßpunkte angibt.

Für $n = \frac{I}{T} \geq 15$ gilt:

$$a \approx \frac{\pi}{n} = \frac{\pi T}{I} \quad (18)$$

Aus (17) folgt nun:

$$C_o = \frac{C_n}{1 - a(1 + C_o)}$$

Analog kann man T_n korrigieren:

$$T_n = T[1 - a(1 + C_o)] \quad (19)$$

Für den Fall $y_D=0$ hat nun ebenfalls Böhning (Böh-65) den FRD-Fehler von C_o und T in erster Ordnung von n^{-1} berechnet:

$$\frac{\Delta C_o}{C_o} = \frac{\sqrt{a(1 + C_o)}}{1 - a(1 + C_o)} \quad (20)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \sqrt{\frac{3}{4} a(1 - C_o)} \quad (21)$$

3.6. Synthetische Anregungsfunktionen

Eine Methode, die Richtigkeit der Formeln (14) und (16) zu überprüfen, ist die Verwendung einer künstlich erzeugten Anregungsfunktion. R.F. Haglund (Hag-75) hat ein Computerprogramm geschrieben, das die elastische Streuung von Spin-1/2-Teilchen an Spin-0-Kernen simuliert. Eingabeparameter sind die Kohärenzenenergie T und der direkte Anteil der Reaktion y_D . Weiter müssen optische Modellparameter zur Berechnung der direkten Streumatrix angegeben werden. Bei den Rechnungen wurde $T=50$ keV und $\epsilon=50/3$ keV gewählt, optische Modellparameter der Reaktion $^{26}\text{Mg}(p,p)$ (Häu-68) benützt und eine einmal gewonnene Zufallszahlenverteilung festgehalten, der direkte Anteil aber variiert. Die Abbildungen 1 und 2 zeigen den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke. Tabelle I gibt die Werte von C_o nach den Formeln (11), (13) und (15) zusammen mit den absoluten Fehlern für fünf verschiedene Anteile y_D an:

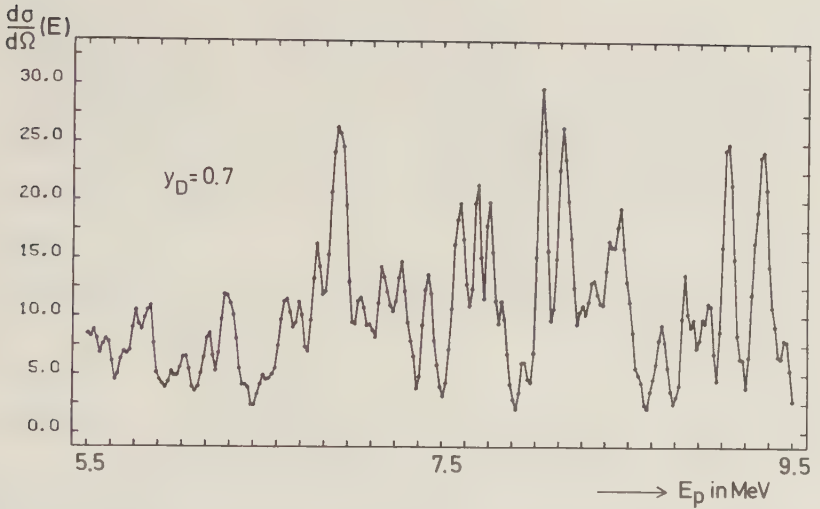


Abb. 1: Differentieller Wirkungsquerschnitt einer synthetischen Anregungsfunktion für einen direkten Anteil $y_D=0.7$

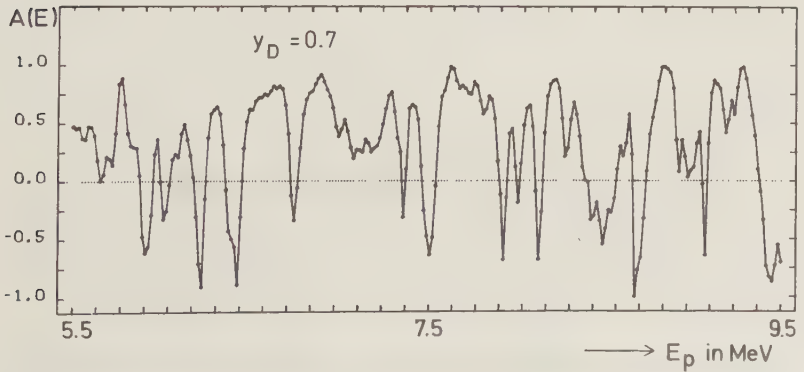


Abb. 2: Analysierstärke einer synthetischen Anregungsfunktion für einen direkten Anteil $y_D=0.7$. Zu beachten sind die starken Abweichungen vom Mittelwert, trotz eines relativ großen Direktanteils.

Tabelle I

C_0	Eingabeparameter y_D				
	.9	.8	.7	.6	.5
σ	.065 $\pm$.014	.185 $\pm$.037	.319 $\pm$.064	.436 $\pm$.095	.521 $\pm$.115
σA	.079 $\pm$.016	.233 $\pm$.046	.392 $\pm$.083	.511 $\pm$.113	.587 $\pm$.133
$\sigma, \sigma A$	.057 $\pm$.011	.158 $\pm$.030	.266 $\pm$.052	.349 $\pm$.070	.402 $\pm$.082

Bestimmung von C_0 nach den Formeln (11), (13), (15) für verschiedene Eingabeparameter y_D

Aus der Tabelle I kann man ersehen, daß die Größen C_{σ} und $C_{\sigma A}$ wie theoretisch vorhergesagt innerhalb des FRD-Fehlers übereinstimmen.

Aus den Größen C_{σ} , $C_{\sigma A} = (1 - y_D^2)/2$ und $C_{\sigma, \sigma A} = 1 - y_D$ kann man den direkten Anteil y_D bestimmen (Tabelle II). Außerdem erhält man in diesem Spezialfall bei Addition von C_{σ} und $C_{\sigma A}$ den Wert $1 - y_D^2$, einen Ausdruck, der unabhängig ist von der Anzahl der Spinkanäle.

Tabelle II

y_D	Eingabeparameter y_D				
	.9	.8	.7	.6	.5
σ	93.2 $\pm$ 1.5	79.4 $\pm$ 5.0	60.2 $\pm$ 14.0	35.7 $\pm$ 34.0	0 +43.5
σA	91.7 $\pm$ 2.0	73.1 $\pm$ 7.5	46.5 $\pm$ 23.0	0 +45.0	0 +30.4
$\sigma + \sigma A$	92.5 $\pm$ 1.5	76.3 $\pm$ 7.0	53.8 $\pm$ 17.5	22.9 $\pm$ 21.8	0 +26.2
$\sigma, \sigma A$	94.3 $\pm$ 1.0	84.2 $\pm$ 4.0	73.5 $\pm$ 7.5	65.1 $\pm$ 11.0	59.8 $\pm$ 14.0

Bestimmung des direkten Anteils y_D aus dem mittleren Schwankungsquadrat C_0 für verschiedene Eingabeparameter y_D

Der mittlere Fehler Δy_D ist aus der Abbildung 3 bei $N=2$ entnommen. Er wurde durch Mittelung aus der Abweichung nach oben und unten gewonnen.

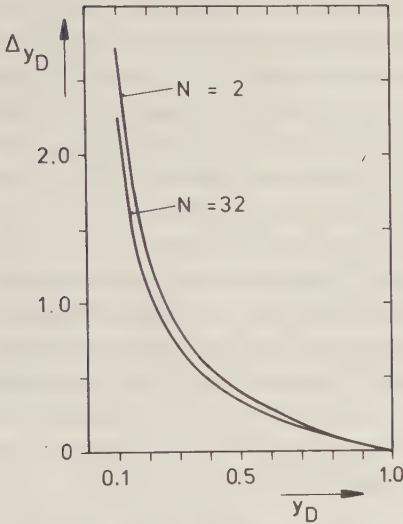


Abb. 3: Fehler bei der Bestimmung von y_D . Er ergibt sich aus der Mittelung der Abweichung nach oben und unten vom Wert y_D .

Es ist festzustellen, daß die extrahierten Größen nur für einen großen direkten Anteil die richtigen Werte ergeben. Schon bei $y_D=0.36$ liegt der Fehler in der gleichen Größenordnung wie der Wert selber. Nur die aus der Kovarianz gewonnenen Direktanteile stimmen recht gut mit den Eingabewerten überein.

Die Bestimmung der Kohärenzenergie T^* durch Anpassung mit einer Lorentzkurve an $C(\epsilon, \theta)$ ergibt (Tabelle III):

Tabelle III

T^*	Eingabeparameter y_D				
	.9	.8	.7	.6	.5
σ	53.4 $\pm$ 9.8	43.8 $\pm$ 7.7	41.8 $\pm$ 7.5	42.0 $\pm$ 7.9	41.0 $\pm$ 7.9
σA	44.7 $\pm$ 7.5	40.6 $\pm$ 7.0	40.8 $\pm$ 7.5	41.0 $\pm$ 7.8	41.1 $\pm$ 8.1
A	47.9 $\pm$ 8.2	42.6 $\pm$ 7.2	38.4 $\pm$ 6.4	35.2 $\pm$ 5.7	34.2 $\pm$ 5.5
$\sigma \sigma A$	46.8 $\pm$ 8.0	39.4 $\pm$ 6.5	38.5 $\pm$ 6.5	37.5 $\pm$ 6.5	37.6 $\pm$ 6.6

Bestimmung der Kohärenzenergie in keV aus den Formeln (11), (13) und (15) für verschiedene Eingabeparameter y_D

Bis auf eine Ausnahme liegen die extrahierten Werte niedriger als die Eingabe von $T=50$ keV.

Dieser Effekt hat erst in jüngster Zeit Beachtung gefunden (Mol-74), während man ihn in älteren Veröffentlichungen nicht findet. Man bezeichnet T deshalb auch nicht als Niveaubreite, sondern allgemeiner als Kohärenzenergie, das ist die Energiespanne, innerhalb der der Wirkungsquerschnitt bei der Energie E mit dem bei der Energie E' korreliert ist, oder als Kohärenzbreite in Anlehnung an die Breite der Strukturen in der Anregungsfunktion.

Nach Moldauer ist die Kohärenzenergie ein Minimalwert der entsprechenden Niveaubreite. Die Abweichung der Eingabegröße, bzw. der Niveaubreite, von der Extraktionsgröße ist nach den theoretischen Untersuchungen von Moldauer um so größer, je größer die Anzahl der Zerfallskanäle und die Transmissionskoeffizienten in diese Kanäle sind. Den exakten Wert von T kann man aber bestimmen, wenn man alle Transmissionskoeffizienten kennt, was aber bei der im allgemeinen großen Anzahl der Zerfallskanäle nicht der Fall ist.

Weiter ersieht man aus der Tabelle III, daß, vielleicht abgesehen von $y_D=0.9$, T unabhängig ist vom direkten Anteil und von der ausgewerteten Observable.

Zusammenfassend kann festgestellt werden:

- 1) Die Auswertung der synthetischen Anregungsfunktionen verifiziert gut die theoretische Übereinstimmung der Größen C_{β} und $C_{\beta A}$.
- 2) Für die Kohärenzbreite T ergeben sich gleiche Werte bei Auswertung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bzw. des polarisierten Wirkungsquerschnittes.
- 3) Die Extraktion des direkten Anteils ist vorallem bei sehr kleinen Werten ungenau und darüber hinaus mit großen Fehlern behaftet.

3.7. Allgemeiner Spinfall

Die elastische Streuung von Spin-1/2-Teilchen an Spin-0-Kernen stellt einen 2-Kanalfall dar. Für N Spinkanäle muß man die Formel (14) schreiben als:

$$C(\epsilon, \theta) = \frac{1 - y_0^2}{N} \cdot \frac{T^2}{T^2 + \epsilon^2} \quad (22)$$

Dabei geht aber die Voraussetzung ein, daß der Compoundwirkungsquerschnitt in jedem Kanal, also jeder Compoundbasiswirkungsquerschnitt $\sigma_{\beta \text{ cn}}$, gleich

groß ist (siehe 3.2.i).

N ist aus Drehimpulserhaltungsgründen eine winkelabhängige Größe. Im Winkelbereich von $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ gibt es eine Abschätzungsformel:

$$\begin{aligned} N_{\max} &= \frac{1}{2} \hat{I} && \text{für } \hat{I} \text{ gerade} \\ &= \frac{1}{2} (\hat{I} + 1) && \text{für } \hat{I} \text{ ungerade} \end{aligned} \quad (23)$$

mit $\hat{I} = (2I+1)(2i+1)(2I'+1)(2i'+1)$

wobei die verschiedenen I die Spins von Target, Projektil, Restkern und Ejektil bedeuten.

Wir wollen nun die Spinverhältnisse bei einer Reaktion genauer betrachten:

Es gilt für den Übergang vom Teilchenkanal α in den Ausgangskanal α' :

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \sum_{\beta} \sigma_{\alpha\alpha'\beta}$$

wobei β genau einen Spinkanal symbolisiert

$$\beta = (m_i, M_I, m_{i'}, M_{I'})$$

Wegen der Invarianz gegenüber räumlicher Spiegelung gilt:

$$\beta = -\beta, \text{ d.h. } \sigma_{\alpha\alpha'\beta} = \sigma_{\alpha\alpha' -\beta}$$

wobei m_i , der Bahndrehimpuls des auslaufenden Teilchens ist.

Da der Drehimpulserhaltungssatz gelten muß, folgt:

$$m_i + M_I = m_{i'} + m_{I'} + M_{I'}$$

Bei der Streuung unter 0° und 180° tritt nun der Fall ein, daß das Ejektil auf der Quantisierungsachse läuft, d.h. sein Bahndrehimpuls ist senkrecht zu dieser, also $m_{i'} = 0$.

Daraus folgt: $m_i + M_I = m_{i'} + M_{I'}$.

Im konkreten Fall von $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ hat man folgende Spinverhältnisse:

$$^{27}\text{Al}: I = 5/2, \text{ d.h. } M_I = \pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$$

$$p: i = 1/2, \text{ d.h. } m_i = \pm 1/2$$

$$^{24}\text{Mg}: I' = 0, \text{ d.h. } M_{I'} = 0$$

$$\alpha: i' = 0, \text{ d.h. } m_{i'} = 0$$

Setzt man diese Werte ein, so erhält man die Möglichkeiten:

entweder $m_i = +1/2$ und $M_I = -1/2$

oder $m_i = -1/2$ und $M_I = +1/2$

Es ergeben sich also nur zwei Kanäle, die charakterisiert sind durch

$$\beta_1 = (1/2, -1/2, 0, 0)$$

$$\text{und } \beta_2 = (-1/2, 1/2, 0, 0) = -\beta_1$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich demzufolge mit nur einem einzigen Basiswirkungsquerschnitt darstellen:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = 2\sigma_{\alpha\alpha'\beta}$$

Deshalb bezeichnet man diesen Fall als Einkanalfall.

Das wesentliche war hier, daß die 0°- und 180°-Streuung die Projektion m_1 , des Bahndrehimpulses l' vom auslaufenden Teilchen beseitigt.

Eine Einkanalreaktion erhält man immer dann, wenn gilt:

$$(1) \quad i = I = 0 \quad \text{oder} \quad i' = I' = 0$$

und einer der beiden anderen Spins =0 oder =1/2

$$(2) \quad i = i' = 0 \quad \text{und} \quad I \text{ oder } I' = 1/2.$$

4) Experiment

4.1. Messung

Am ^{27}Al sind schon mehrere (p,α) -Messungen über einen langen Zeitraum und einen großen Energiebereich durchgeführt worden (Oga-60, War-63, All-63, Law-65, Meh-66, Wit-68, Meh-69, Sha-69, Kos-69). Die vorliegende Messung ist jedoch die erste (p,α) -Messung mit polarisiertem Strahl.

Das Experiment wurde im Energiebereich von 9.20 bis 11.45 MeV in 25 keV-Schritten durchgeführt. Das entspricht etwa Anregungsenergien im Compoundkern von 20.5 bis 22.6 MeV. Ausgewertet wurden die Übergänge zum Grundzustand, zum ersten und vierten angeregten Zustand von ^{24}Mg .

Zwischen 10.50 und 10.75 MeV wurde die Reaktion zweimal gemessen. Das erstemal am Anfang und dann noch einmal im Zyklus, um die Konstanz der Versuchsbedingungen zu verifizieren.

4.2. Target, Zähler und Streukammer

Das Target wurde am hiesigen Institut in einer Aufdampfapparatur hergestellt. Die Dicke betrug ungefähr $200\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$, das entspricht etwa einem Energieverlust von 6 keV für Protonen von 11 MeV.

Als Zähler wurden Silizium-Sperrschichtbleierzähler von durchschnittlich $200\text{ }\mu\text{m}$ Dicke und einem spezifischen Widerstand von etwa $1.5\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ eingesetzt, die mit 30-40 Volt Spannung betrieben wurden. Das reichte aus, um die Alphateilchen zu stoppen, während die Protonen nur einen geringen Energieverlust erlitten und deshalb nur einen niederenergetischen Untergrund lieferten. Abbildung 4 zeigt ein unter $\theta_{\text{lab}} = 170^\circ$ aufgenommenes Spektrum zusammen mit den Niveaus des Restkernes. Das niederenergetische Kontinuum besteht aus nicht getrennten Protonenübergängen und aus Alpha-gruppen von Targetverunreinigungen wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, die wegen ihrer stark negativen Q-Werte nicht stören. Zum Nullpunkt hin ist das Spektrum elektronisch abgeschnitten.

Es wurde gleichzeitig mit 13 Zählern zwischen 50° und 170° in 10° Abständen gemessen. Bei 180° war ein Ringzähler eingesetzt. Die Detektoren waren auf einer "Torte" in der Streukammer montiert. Der Abstand zwischen Zähler und Target beträgt etwa 16.5 cm.

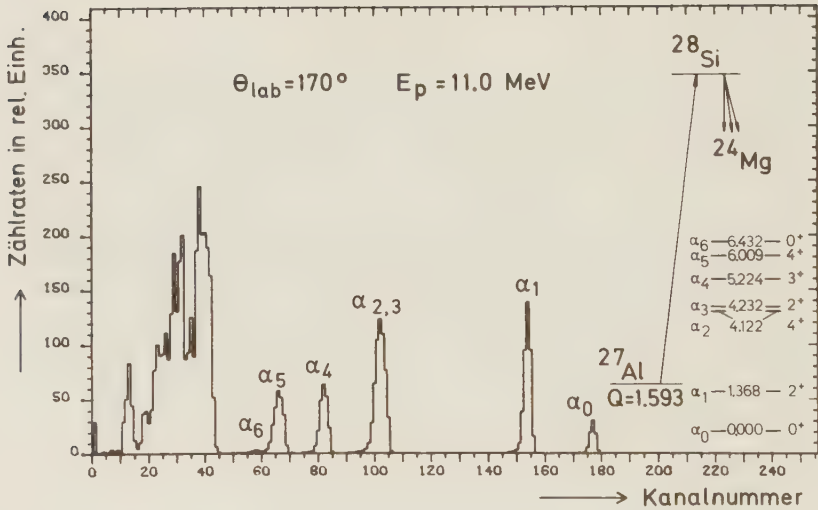


Abb. 4: Spektrum der Alphagruppen zusammen mit den Niveaus und Spins des Restkernes bei der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$.

4.3. Normierung

Zur Bestimmung des Targetstroms wurde der Protonenstrahl hinter der Streukammer in einem Faradaycup eingefangen. Um Sekundärelektronen am Austritt aus dem Cup zu hindern, wurde ein davorliegender Repeller negativ vorgespannt. Der Targetstrom wurde dann mit einem Elektrometeroperationsverstärker in eine dem Strom proportionale Spannung verwandelt und einem Spannungs-Frequenz-Umsetzer zugeführt. Die so erzeugten Impulse wurden auf Totzeit korrigiert und in einem Counter gezählt. Zusätzlich waren in der Streukammer unter jeweils 20° links und rechts der Strahlrichtung zwei Monitordioden aufgestellt, die einmal zur Gesamtnormierung dienten und weiterhin zur Normierung der Spinstellungen "up" und "down" untereinander. Überprüft wurde die Normierung der beiden Spinstellungen mit dem 180° -Zähler, denn bei diesem Winkel muß die Analysierstärke identisch Null sein, d.h. bei

beiden Spinstellungen muß die gleiche Zählrate gemessen werden. Die Blendenöffnungen und somit die Raumwinkel wurden mit Hilfe eines α -Präparates bestimmt.

4.4. Strahl und Polarisation

Die Energieunschärfe des Strahls am Erlanger Tandem-Beschleuniger wurde durch Protonenstreuung am ^{28}Si bei 5.2 MeV bestimmt und beträgt etwa 3 keV (Rot-74).

Der polarisierte Protonenstrahl wird in Erlangen mit einer Lamb-shift-Quelle erzeugt (Fei-75). Der Polarisationsgrad der Protonen wird üblicherweise durch ein ^4He -Gaszellenpolarimeter bestimmt, das sich hinter dem Faradaycup befindet und in das durch eine sehr kleine Blende im Cup ein Teil des Strahls eindringt. Die Zählraten werden unabhängig vom Experiment in zwei Canberra-Vielkanalanalysatoren ausgewertet. Zusätzlich wurde in längeren Zeitabständen ein ^{12}C -Target in der Streukammer zur Überprüfung eingesetzt. Die durchschnittliche Polarisation lag bei 68%.

4.5. Elektronik und Auswertung

Die Impulse, die von den Reaktionsteilchen in den Halbleiterzählern ausgelöst werden, werden über ladungsempfindliche Vorverstärker zu einem Routingsystem weitergeleitet und dann in einer PDP-7 on-line gespeichert und vorläufig ausgewertet (Hei-71).

Die eigentliche Auswertung geschah an einer PDP-15 mit einem eigens für die große Datenflut erstellten Analysierprogramm (Wan-80). Die Zählraten werden dabei auf Magnetbänder gespeichert und können sofort für die umfangreichen statistischen Analysen, die ebenfalls an diesem Computer durchgeführt wurden, abgerufen werden.

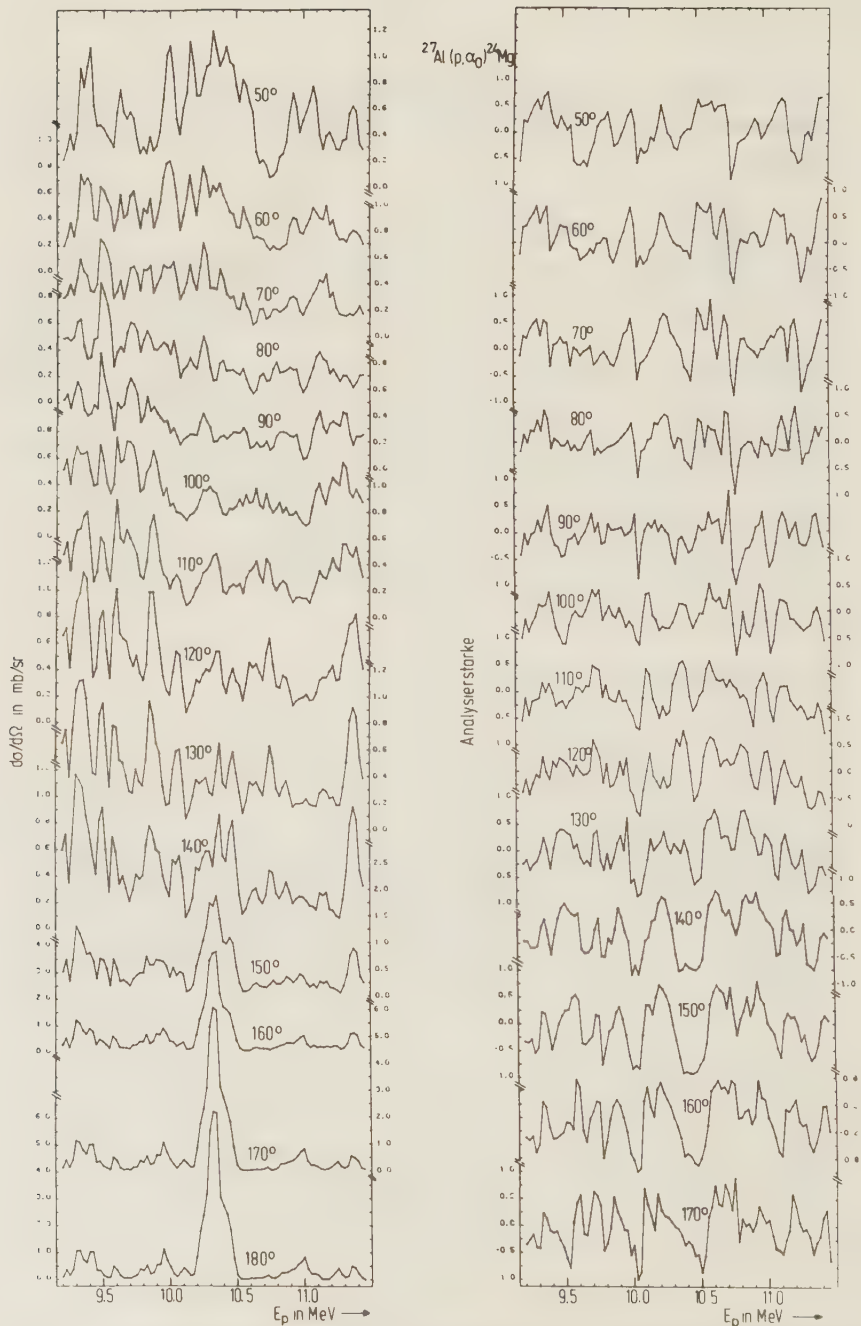


Abb. 5: Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Analysierstärke für den Übergang zum Grundzustand von ^{24}Mg .

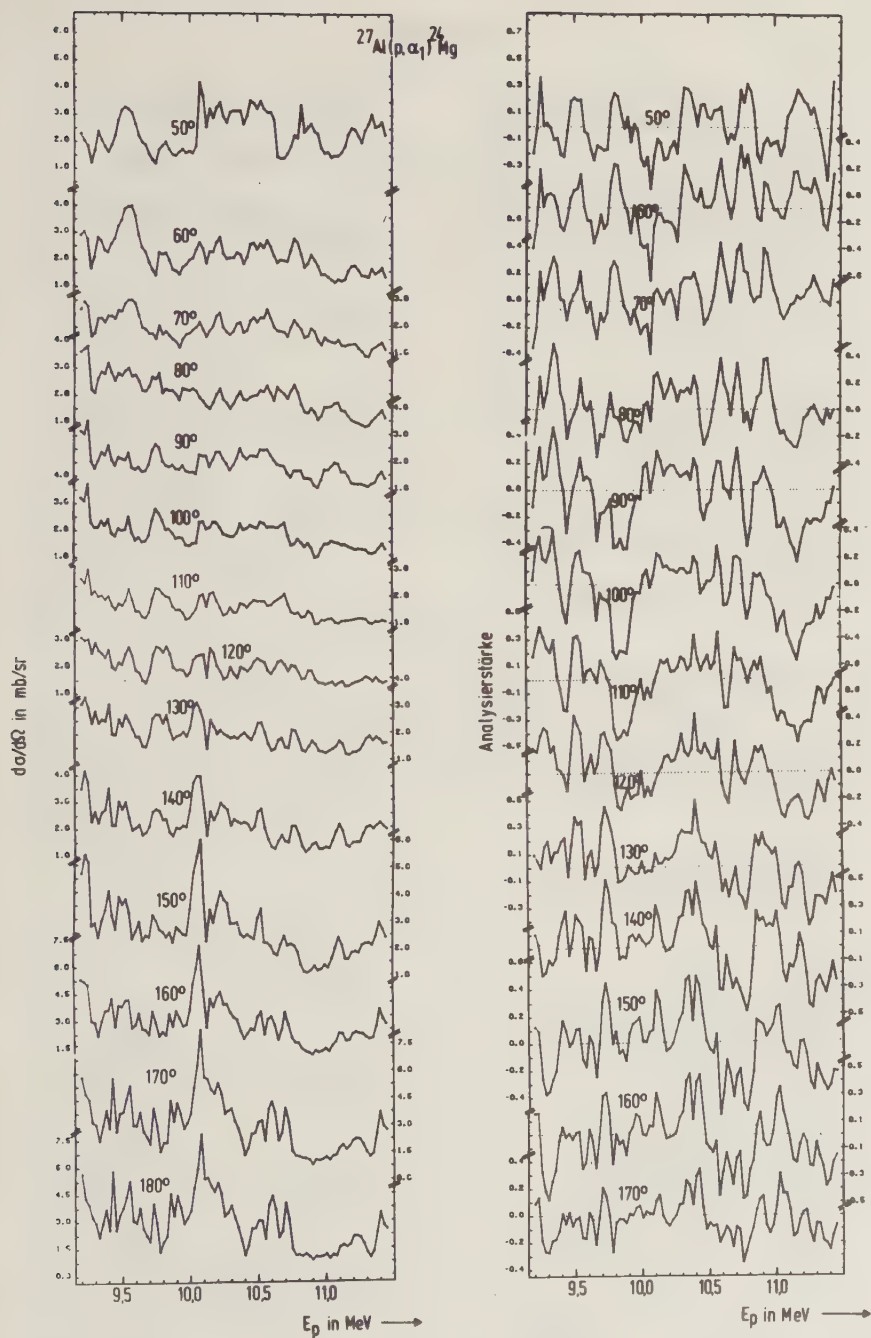


Abb. 6: Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Analysierstärke für den Übergang zum ersten angeregten Zustand von ^{24}Mg .

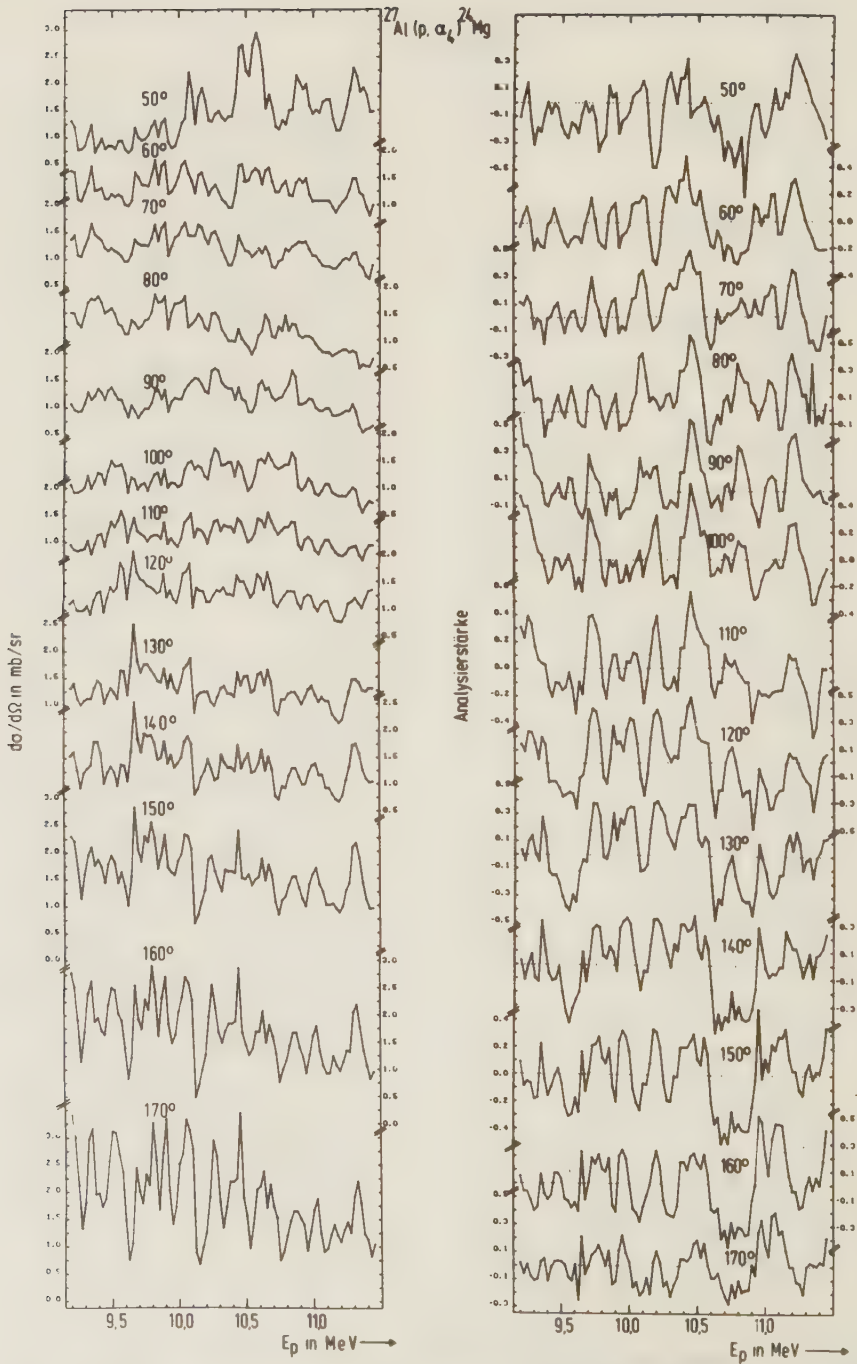


Abb. 7: Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Analysierstärke für den Übergang zum vierten angeregten Zustand von ^{24}Mg .

5) Ergebnisse

5.1. Anregungsfunktionen und Reduktion der Daten

Die Abbildungen 5, 6 und 7 zeigen die gemessenen Anregungsfunktionen für die Übergänge zum Grundzustand, zum ersten und vierten angeregten Zustand von ^{24}Mg . Vergleicht man die Messungen mit den vom Computer erzeugten Anregungsfunktionen (siehe Abb.1 und 2), so fallen folgende Unterschiede auf: Es treten in den gemessenen Kurven Strukturen auf, die größer sind als die zu erwartende Kohärenzbreite von etwa 40 keV.

Weiter erkennt man ein Abfallen des Wirkungsquerschnittes mit steigender Energie, was auf das Aufgehen zusätzlicher Kanäle, vorallem Neutronenkanäle, zurückzuführen ist.

Die Fluktuationen bei den Übergängen zu den angeregten Niveaus sind stärker gedämpft als beim Grundzustand, was an der größeren Anzahl von Spinkanälen liegt.

Bei α_0 beobachtet man unter Rückwärtswinkeln eine Resonanz, für die bis heute noch keine eindeutige Erklärung vorliegt.

Unterzieht man nun solche Anregungsfunktionen der in Kapitel 3.4. beschriebenen Autokorrelationsanalyse, so erhält man für die Meßgrößen des differentiellen Wirkungsquerschnittes σ , des polarisierten Wirkungsquerschnittes σ_A und der Analysierstärke A Energieabhängigkeiten, wie sie in den Abbildungen 8, 9 und 10 dargestellt sind.

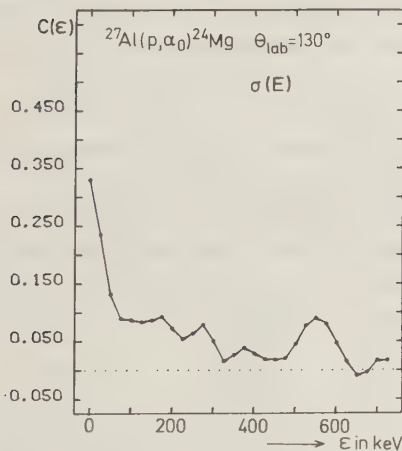


Abb. 8: Autokorrelationsfunktion für den gemessenen, unreduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt des Grundzustandsüberganges. Wegen Grobstrukturen oszilliert die Kurve nicht um die Nulllinie, sondern ist zu höheren Werten verschoben.

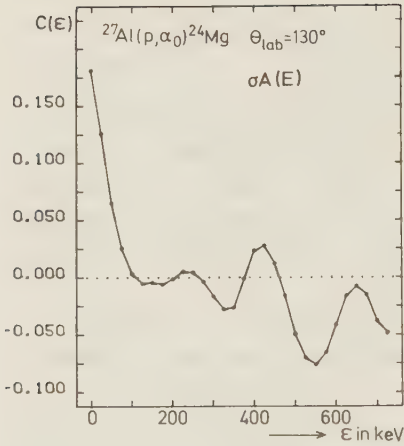


Abb. 9: Normierte Varianz des Grundzustandsüberganges in Abhängigkeit von der Energie bei $\theta_{\text{lab}}=130^\circ$ für den polarisierten Wirkungsquerschnitt σA

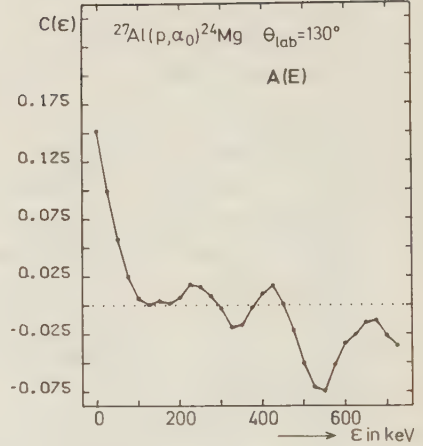


Abb. 10: Normierte Varianz des Grundzustandsüberganges in Abhängigkeit von der Energie bei $\theta_{\text{lab}}=130^\circ$ für die Analysierstärke A .

Beim differentiellen Wirkungsquerschnitt fällt auf, daß die Kurve nicht mit steigendem Energieabstand auf die Nulllinie zurückgeht, sondern oberhalb oszilliert. Dieser "slope" ist durch Schmutzeffekte bedingt. Dazu zählen die Abnahme von σ mit steigender Energie und die Grobstrukturen mit Breiten zwischen Kohärenzenergie und Einteilchenbreite. Für σA und A tritt dieser Effekt nicht auf, was für die Mehrzahl der ausgewerteten Polarisationsmessungen gültig ist.

Man verwendet zwei Methoden, um die obengenannten Schmutzeffekte zu eliminieren und somit zu "reduzierten" Daten zu kommen, die eine Bestimmung von T und C_0 erlauben:

(1) Man fittet ein Polynom an die Anregungsfunktion, um Strukturen zu berücksichtigen, die in der Größenordnung von 1 MeV liegen. Wir haben dazu ein Legendre-Polynom vierten Grades gewählt. Zur Trendreduktion dividiert (oder subtrahiert) man die Meßgröße mit der Fitgröße:

$$\sigma_{LF}(E) = \sigma(E) / T(E) \quad (24)$$

Dieses Verfahren ist in den Abbildungen 11 und 12 für die (p, α_0) - und in den Abbildungen 13 und 14 für die (p, α_1) -Reaktion gezeigt.

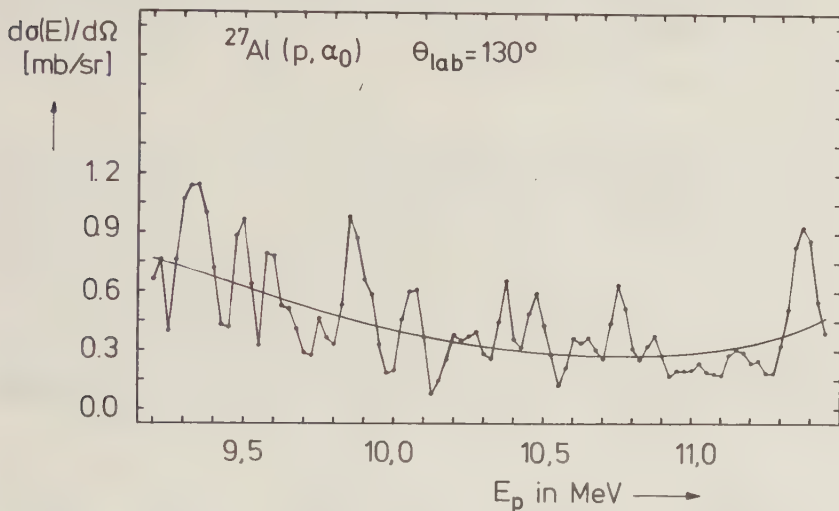


Abb. 11: Gemessener differentieller Wirkungsquerschnitt des Grundzustandsüberganges mit eingezeichnetem Legendre-Fit zur Trendreduktion

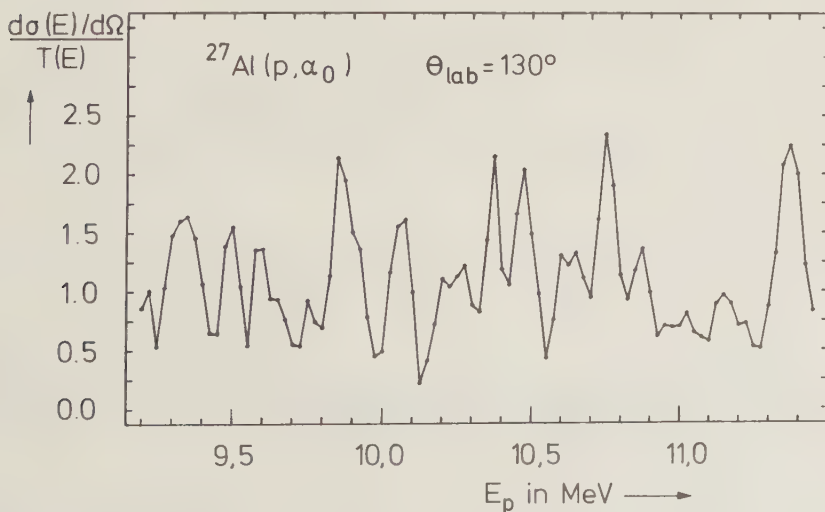


Abb. 12: Mit Legendre-Fit trendreduzierter differentieller Wirkungsquerschnitt für den Grundzustandsübergang.

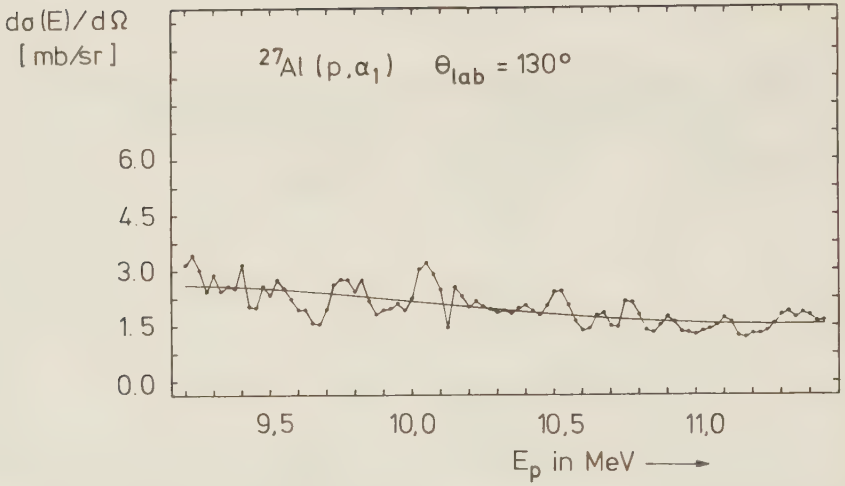


Abb. 13: Gemessener differentieller Wirkungsquerschnitt des ersten angeregten Zustandes mit eingezeichnetem Legendre-Fit zur Trendreduktion.

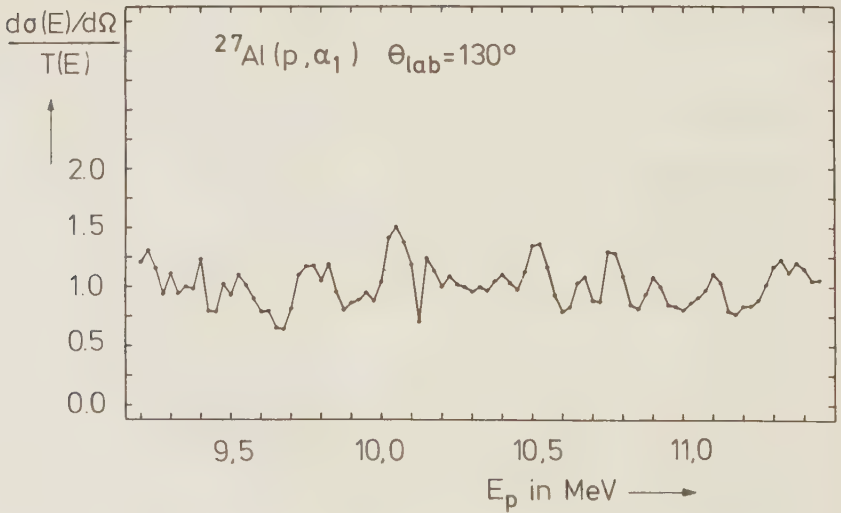


Abb. 14: Mit Legendre-Fit trendreduzierter differentieller Wirkungsquerschnitt für den Übergang zum ersten angeregten Zustand.

Wieder kann man hier sehr schön die Dämpfung der Fluktuationen bei (p, α_1) gegenüber (p, α_0) sehen.

(2) Die zweite Methode wird als Reduktion durch Demodulation bezeichnet. Man berechnet einen "lokalen, gleitenden" Mittelwert über ein größeres Energieintervall A von etwa 10-15 T. Der reduzierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\sigma_r(E) = \frac{\sigma(E)}{\langle \sigma(E) \rangle_A} \quad (25)$$

Zur Bestimmung des Mittelungsintervalles A berechnet man C_0 für verschiedene große Intervalle. Dort, wo der Wert konstant bleibt, ist die Mittelungslänge gleich der Breite der Grobstruktur und man hat diese "intermediären Strukturen" eliminiert.

Abbildung 15 zeigt diese Modulationsfunktion in Abhängigkeit von der Größe des Mittelungsintervalles. Um 500 keV herum liegt das gesuchte Plateau. Von Winkel zu Winkel und für die verschiedenen Übergänge schwankt das Intervall leicht um diesen Wert von 500 keV.

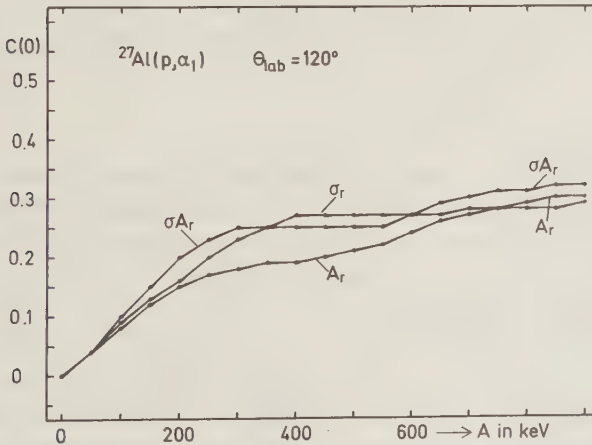


Abb. 15: Normierte Varianzen für die verschiedenen Observablen bei der Reduktion mit einem lokalen, gleitenden Mittelungsintervall in Abhängigkeit von der Länge dieses Mittelungsintervalles am Beispiel (p, α_1) .

5.2. Bestimmung des Schwankungsquadrates C_0 und der Kohärenzbreite Γ

Die Anregungsfunktionskurven wurden mit folgenden Autokorrelationsformeln ausgewertet:

(1) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt σ :

$$C_\sigma(\epsilon=0, \theta) = \frac{\langle \sigma_r(E) \cdot \sigma_r(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma_r(E) \rangle \cdot \langle \sigma_r(E+\epsilon) \rangle} - 1 \quad (26)$$

wobei σ_r für beide Arten der Reduktion steht.

(2) für den polarisierten Wirkungsquerschnitt σ_A

$$C_{\sigma A} = \frac{\langle \sigma_{Ar}(E) \cdot \sigma_{Ar}(E+\epsilon) \rangle - \langle \sigma_{Ar}(E) \rangle \langle \sigma_{Ar}(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma_r(E) \rangle \langle \sigma_r(E+\epsilon) \rangle} \quad (27)$$

$$\text{mit } \sigma_{Ar}(E) = \sigma_A(E) - \langle \sigma_A(E) \rangle_A \quad (28)$$

(3) für die Analysierstärke A

$$C_A = \langle A_r(E) \cdot A_r(E+\epsilon) \rangle - \langle A_r(E) \rangle \langle A_r(E+\epsilon) \rangle \quad (29)$$

$$\text{mit } A_r(E) = A(E) - \langle A(E) \rangle_A \quad (30)$$

An der Stelle $\epsilon=0$ erhält man aus den Formeln (26), (27) und (29) eine Größe $C(\epsilon=0, \theta) = C_n^{\text{exp}}$, den experimentellen Wert. Dieser Wert wird nun gemäß Formel (31) auf die experimentellen Unschärfen Δ wie Energiever-

$$C_n = \frac{C_n^{\text{exp}}}{\left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{\Delta}{2T}\right)\right]} \quad (31)$$

schmierung des Strahls und seinen Energieverlust im Target korrigiert.

Man erhält somit den Wert C_n . Zum theoretischen Wert C_0 besteht nun aber immer noch eine Abweichung, hervorgerufen durch das endliche Meßintervall (siehe Kapitel 3.5.).

Die mit den energieabhängigen Autokorrelationsformeln erzielten Auswertungen sind für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in den Abbildungen 16 und 17 für die beiden Arten der Reduktion gezeigt. Die Kurve fällt nun im Gegensatz zur unreduzierten Darstellung (siehe Abb. 8) rasch unter die

Nulllinie und oszilliert dann um diese.

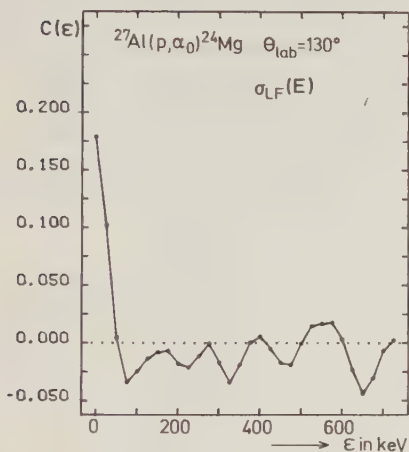


Abb. 16: Normierte Varianz für den mit einem Legendre-Fit reduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt

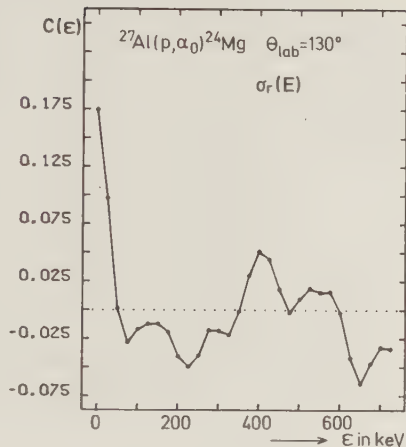


Abb. 17: Normierte Varianz für den mit einem lokalen, gleitenden Mittelungsintervall reduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt

Die Kohärenzbreite Γ wird bestimmt, indem man eine Lorentzkurve anpaßt. Dazu werden die Punkte herangezogen, für die $C(\epsilon)$ größer ist als $C(\epsilon=0)/2$ plus einen weiteren Punkt. Somit lag die Anzahl der Fitpunkte durchschnittlich bei vier. Γ ist dann die Breite auf halber Höhe (Abbildung 18). Die Korrektur für die Energieunschärfe lautet für die Kohärenzbreite:

$$T_n = T_n^{\text{exp}} / \left[1 + \left(\frac{\Delta}{2\Gamma} \right)^2 \right] \quad (32)$$

Für die Formeln (31) und (32) ist jeweils $\Delta \ll \Gamma$ vorausgesetzt (Wou-66).

Die nachfolgenden Tabellen IV und V enthalten die mit den verschiedenen Methoden extrahierten Werte für das mittlere Schwankungsquadrat C_0 und für die Kohärenzbreite Γ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, den polarisierten Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke.

Tabelle IV

C_0	α_0			α_1			α_4		
	σ -LF	σ -red	σA	σ -LF	σ -red	σA	σ -LF	σ -red	σA
50°	.216 $\pm$.061	.160 $\pm$.046	.177 $\pm$.049	.080 $\pm$.022	.071 $\pm$.019	.045 $\pm$.010	.051 $\pm$.011	.048 $\pm$.010	.044 $\pm$.011
60°	.109 $\pm$.027	.064 $\pm$.015	.152 $\pm$.037	.051 $\pm$.014	.039 $\pm$.010	.042 $\pm$.009	.028 $\pm$.006	.019 $\pm$.004	.031 $\pm$.008
70°	.114 $\pm$.028	.080 $\pm$.019	.125 $\pm$.029	.030 $\pm$.007	.018 $\pm$.004	.035 $\pm$.007	.024 $\pm$.005	.016 $\pm$.004	.028 $\pm$.007
80°	.091 $\pm$.020	.100 $\pm$.025	.077 $\pm$.016	.028 $\pm$.006	.019 $\pm$.005	.041 $\pm$.009	.027 $\pm$.006	.019 $\pm$.004	.027 $\pm$.006
90°	.076 $\pm$.017	.082 $\pm$.020	.080 $\pm$.016	.027 $\pm$.006	.028 $\pm$.008	.032 $\pm$.008	.025 $\pm$.006	.020 $\pm$.005	.033 $\pm$.008
100°	.097 $\pm$.023	.107 $\pm$.030	.085 $\pm$.020	.025 $\pm$.005	.031 $\pm$.009	.036 $\pm$.010	.023 $\pm$.005	.039 $\pm$.010	.037 $\pm$.009
110°	.140 $\pm$.033	.160 $\pm$.046	.094 $\pm$.025	.025 $\pm$.006	.032 $\pm$.009	.033 $\pm$.009	.023 $\pm$.005	.020 $\pm$.004	.047 $\pm$.012
120°	.156 $\pm$.036	.166 $\pm$.045	.148 $\pm$.038	.022 $\pm$.005	.027 $\pm$.007	.030 $\pm$.008	.025 $\pm$.005	.022 $\pm$.004	.043 $\pm$.012
130°	.180 $\pm$.040	.176 $\pm$.045	.183 $\pm$.047	.026 $\pm$.005	.030 $\pm$.007	.034 $\pm$.009	.036 $\pm$.007	.037 $\pm$.008	.041 $\pm$.011
140°	.200 $\pm$.048	.175 $\pm$.049	.267 $\pm$.075	.042 $\pm$.009	.044 $\pm$.011	.041 $\pm$.011	.048 $\pm$.010	.047 $\pm$.010	.038 $\pm$.010
150°	.400 $\pm$.128	.205 $\pm$.062	.456 $\pm$.151	.055 $\pm$.012	.059 $\pm$.015	.040 $\pm$.010	.060 $\pm$.012	.053 $\pm$.011	.050 $\pm$.012
160°	1.150 $\pm$.543	.419 $\pm$.145	.445 $\pm$.145	.073 $\pm$.016	.083 $\pm$.021	.045 $\pm$.010	.080 $\pm$.016	.079 $\pm$.018	.040 $\pm$.010
170°		.766 $\pm$.286	.154 $\pm$.045	.112 $\pm$.025	.146 $\pm$.043	.016 $\pm$.003	.098 $\pm$.020	.101 $\pm$.023	.016 $\pm$.004
180°		1.002 $\pm$.407	0	.127 $\pm$.027	.162 $\pm$.046	0			

Varianzen $C(\epsilon=0,0)$ für die Übergänge zum Grundzustand, ersten und vierten angeregten Zustand von ^{24}Mg , wobei jeweils in den ersten beiden Spalten der trendreduzierte bzw. demodulierte differentielle Wirkungsquerschnitt und in der dritten Spalte der polarisierte Wirkungsquerschnitt ausgewertet wurde.

Tabelle V

T	α_0			α_1			α_4		
	σ -LF	σ -red	σA	A	σ -LF	σ -red	σA	A	
50°	46.5 $\pm$ 11.3	41.3 $\pm$ 10.3	46.4 $\pm$ 11.1	42.8 $\pm$ 9.8	50.7 $\pm$ 12.1	38.7 $\pm$ 9.0	35.7 $\pm$ 7.1	35.7 $\pm$ 7.0	
60°	39.2 $\pm$ 4.8	29.5 $\pm$ 6.0	37.1 $\pm$ 7.8	33.7 $\pm$ 6.7	52.0 $\pm$ 12.8	39.7 $\pm$ 9.2	32.4 $\pm$ 6.2	34.6 $\pm$ 6.7	
70°	38.1 $\pm$ 8.0	28.4 $\pm$ 5.7	33.7 $\pm$ 6.7	28.1 $\pm$ 5.1	41.3 $\pm$ 8.7	31.7 $\pm$ 6.5	29.1 $\pm$ 5.2	32.4 $\pm$ 6.1	
80°	32.5 $\pm$ 6.3	33.0 $\pm$ 7.2	27.0 $\pm$ 4.7	24.8 $\pm$ 4.2	35.7 $\pm$ 7.0	31.7 $\pm$ 6.6	31.3 $\pm$ 5.8	37.9 $\pm$ 7.7	
90°	32.5 $\pm$ 6.2	30.7 $\pm$ 6.5	27.0 $\pm$ 4.7	21.6 $\pm$ 3.4	34.6 $\pm$ 6.7	39.9 $\pm$ 9.5	34.1 $\pm$ 7.5	34.1 $\pm$ 7.5	
100°	35.8 $\pm$ 7.3	39.0 $\pm$ 9.5	34.7 $\pm$ 6.7	30.3 $\pm$ 5.6	33.5 $\pm$ 6.3	40.0 $\pm$ 9.7	42.4 $\pm$ 10.6	40.0 $\pm$ 9.7	
110°	34.8 $\pm$ 7.1	38.0 $\pm$ 9.4	44.9 $\pm$ 10.2	34.7 $\pm$ 7.0	35.7 $\pm$ 7.0	38.9 $\pm$ 9.5	35.4 $\pm$ 8.2	38.9 $\pm$ 9.4	
120°	32.6 $\pm$ 6.5	34.4 $\pm$ 8.1	40.5 $\pm$ 8.9	37.0 $\pm$ 7.8	29.1 $\pm$ 5.1	29.7 $\pm$ 6.3	31.9 $\pm$ 7.0	34.2 $\pm$ 7.8	
130°	30.4 $\pm$ 5.9	29.8 $\pm$ 6.6	40.6 $\pm$ 9.1	39.3 $\pm$ 8.6	23.7 $\pm$ 3.8	27.4 $\pm$ 5.6	36.6 $\pm$ 8.6	42.5 $\pm$ 10.8	
140°	33.8 $\pm$ 7.0	35.6 $\pm$ 8.6	44.3 $\pm$ 10.7	51.2 $\pm$ 13.0	29.1 $\pm$ 5.2	31.9 $\pm$ 7.0	35.3 $\pm$ 8.1	41.2 $\pm$ 10.2	
150°	53.3 $\pm$ 14.9	45.0 $\pm$ 11.8	53.7 $\pm$ 15.3	50.1 $\pm$ 12.7	31.3 $\pm$ 5.8	33.0 $\pm$ 7.3	29.6 $\pm$ 6.1	31.8 $\pm$ 6.8	
160°	74.3 $\pm$ 30.4	49.8 $\pm$ 14.9	52.3 $\pm$ 14.7	36.1 $\pm$ 7.7	30.3 $\pm$ 5.6	31.9 $\pm$ 7.0	34.6 $\pm$ 6.4	40.2 $\pm$ 8.4	
170°		46.3 $\pm$ 14.9	52.2 $\pm$ 13.1	27.1 $\pm$ 4.9	31.4 $\pm$ 6.0	39.2 $\pm$ 9.9	29.1 $\pm$ 5.1	32.4 $\pm$ 6.0	
180°		46.5 $\pm$ 16.3			29.3 $\pm$ 5.5	35.7 $\pm$ 8.8			

Kohärenzbreite Γ für die Übergänge zum Grundzustand, ersten und vierten angeregten Zustand von ^{24}Mg , wobei jeweils in den ersten beiden Spalten der trendreduzierte bzw. demodulierte differentielle Wirkungsquerschnitt, in der dritten Spalte der polarisierte Wirkungsquerschnitt und in der vierten Spalte die Analysierstärke ausgewertet wurde.

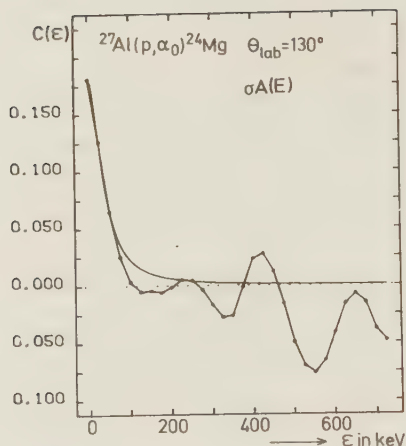


Abb. 18: Normierte Varianz des polarisierten Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Energie mit einer angepaßten Lorentzkurve zur Bestimmung der Kohärenzbreite. σ_A ist dazu nicht reduziert worden.

Als Mittelwert ergibt sich für die Kohärenzbreite

$$\Gamma = 35.3 \pm 7.6 \text{ keV}$$

Dazu ist über alle Observablen, alle Übergänge und alle Winkel gemittelt worden.

Zwei wichtige Aussagen ermöglicht die Autokorrelationsanalyse:

Erstens zeigt sich beim Vergleich der Ergebnisse aus unpolarisierter und polarisierter Messung für die Kohärenzenergie Γ , daß kein Unterschied besteht.

Und zweitens kann man aus der Tabelle für die normierte Varianz die experimentelle Bestätigung ablesen, daß C_σ und C_{σ_A} ebenso wie schon im $N=2$ -Fall innerhalb des FRD-Fehlers bis 150° gleich sind. Für größere Winkel kann auch keine Übereinstimmung mehr gegeben sein, denn nach 180° zu läuft die Analysierstärke gegen Null, sodaß auch C_{σ_A} gegen Null gehen muß.

5.3. Winkelkreuzkorrelationen, Kohärenzwinkel

Die Abbildungen 5, 6 und 7 zeigen, daß sich die Form der Fluktuationen unter benachbarten Winkeln nur wenig unterscheiden. Für größere Winkelabstände weichen sie in ihrer Struktur voneinander ab. Ein Maß für die Kohärenz ist die auf Eins normierte Winkelkreuzkorrelation:

$$C_{ob}(\theta, \theta') = \left(\frac{\langle Ob(E, \theta) Ob(E, \theta') \rangle}{\langle Ob(E, \theta) \rangle \langle Ob(E, \theta') \rangle} - 1 \right) / \sqrt{C_{ob}(E, \theta) \cdot C_{ob}(E, \theta')} \quad (33)$$

Dabei soll $Ob(E, \theta)$ für die unreduzierten oder auch für die reduzierten Größen und für alle Observablen σ , σA und A stehen.

Abbildung 19 zeigt die normierte Winkelkreuzkorrelation für α_1 bei festgehaltenem Winkel $\theta' = 180^\circ$. Anhand der beiden eingezeichneten Kurven kann man wieder den Einfluß der Reduktion der Daten erkennen. Der eingezeichnete FRD-Fehler ist winkelunabhängig:

$$\Delta C_{\sigma}(\theta, \theta') = \pm \sqrt{\frac{\pi \Gamma}{2 I}} \quad (34)$$

Die entsprechende Kurve für die Analysierstärke ist in Abbildung 20 zu sehen. σA liefert eine nahezu identische Kurve und deshalb wurde auf eine Abbildung verzichtet.

Auf halber Höhe ist jeweils der Kohärenzwinkel δ eingezeichnet. Das ist der Winkel, innerhalb dessen die Form der Fluktuationen ähnlich ist. Theoretisch berechnet sich δ zu:

$$\delta = 1/kR \quad \text{mit } k = \text{minimale Wellenzahl des Ein- bzw. Ausgangskanal}$$

$R = \text{Kernradius}$

Dabei nimmt man an, daß verschiedene Punkte der Kernoberfläche statistisch unabhängig voneinander Teilchen emittieren können. Der Kohärenzwinkel ist demnach ein Maß für den maximalen Drehimpuls, mit dem ein Teilchen von der Kernoberfläche abdampfen kann. Es gilt:

$$l_{\max} = kR$$

Aus den Zeichnungen liest man einen Kohärenzwinkel von etwa 22 Grad ab. Der theoretische Wert beträgt mit $R = 1.3 \cdot A^{1/3}$ $\delta = 21.5$ Grad; also eine recht gute Übereinstimmung. Somit ist $l_{\max} = 2.7$ Die mit einer Hauser-Feshbach (siehe 5.5.1.)

ermittelten Penetrabilitäten τ waren für Drehimpulse $L \gg 3$ tatsächlich klein.

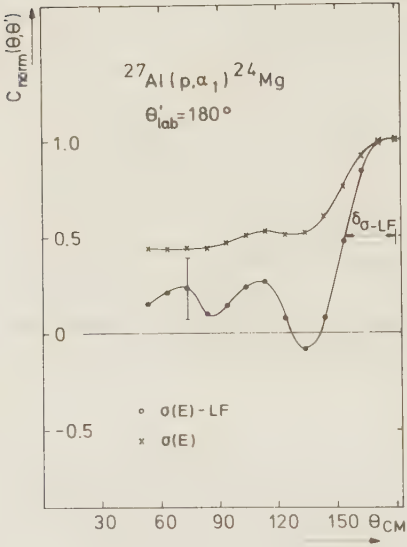


Abb. 19: Normierte Winkelkreuzkorrelation des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei $\theta' = 180^\circ$

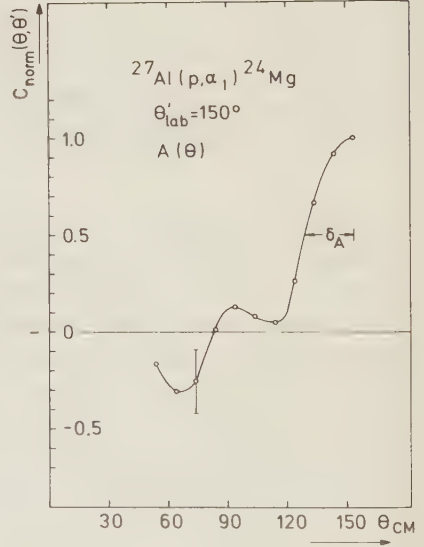


Abb. 20: Normierte Winkelkreuzkorrelation der Analysierstärke bei $\theta' = 150^\circ$ für die α_1 -Gruppe

5.4. Kanalkreuzkorrelationen, intermediäre Strukturen

Nach dem statistischen Modell müssen die Korrelationen zwischen zwei verschiedenen Übergängen innerhalb des FRD-Fehlers identisch Null sein:

$$C_{\sigma}^{\alpha_0 \alpha_1}(\theta) = \left(\frac{\langle \sigma_{\alpha_0}(E, \theta) \cdot \sigma_{\alpha_1}(E, \theta) \rangle}{\langle \sigma_{\alpha_0}(E, \theta) \rangle \langle \sigma_{\alpha_1}(E, \theta) \rangle} - 1 \right) / \sqrt{C_{\sigma}^{\alpha_0}(E, \theta) \cdot C_{\sigma}^{\alpha_1}(E, \theta)} \equiv 0 \quad (37)$$

$$\text{mit } \Delta C_{\sigma}^{\alpha_0 \alpha_1}(\theta) = \pm \sqrt{\frac{\pi \Gamma}{2 I}} \quad (38)$$

Ist der Korrelationskoeffizient systematisch größer als der FRD-Fehler, so ist dies ein Hinweis auf "intermediäre Strukturen". Allerdings ist es nur ein notwendiger und kein hinreichender Beweis.

Glashausser (Gla-75) hat bei der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,p)$ bei Einschubenergien zwischen 6.1 und 12.0 MeV mit 10% Wahrscheinlichkeit solche intermediären Strukturen festgestellt. Deswegen ist hier dieses Problem an der (p,α) -Reaktion mit zwei verschiedenen Methoden genauer untersucht worden.

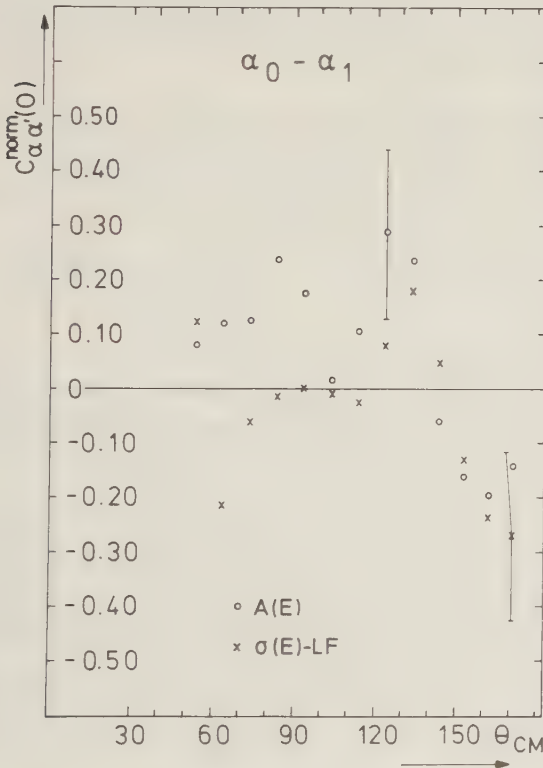


Abb. 21: Normierte Kanalkreuzkorrelation des mit einem Legendre-Fit reduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und der Analysierstärke zwischen α_0 und α_1 . Der eingezeichnete Fehler ist winkelunabhängig.

In Abbildung 21 ist als Beispiel die Auswertung zwischen der α_0 - und der α_1 -Gruppe für den trendreduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke gezeigt. Die FRD-Fehler sind jeweils für alle Winkel gleich groß. Wenn intermediäre Strukturen vorhanden sind, so müßten sie sowohl im differentiellen Wirkungsquerschnitt als auch in der Analysierstärke zu sehen sein.

Bis etwa 120° liegt der Figur nach keine eindeutige Evidenz vor. Nur bei den Rückwärtswinkeln, wo σ und A gleiches Verhalten zeigen, könnte man solche Strukturen vermuten. Die Korrelationen zwischen der α_0 - und der α_4 -Gruppe, sowie zwischen der α_1 - und der α_4 -Gruppe zeigen weitaus weniger ausgeprägte Korrelationen.

Um das Phänomen der intermediären Strukturen, die vor allem in der Schwerionenphysik zur Zeit reges Interesse finden, auch von einer anderen Seite zu betrachten, wurde die in der Schwerionenphysik gebräuchliche Deviationsfunktion herangezogen:

$$D(E) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_i - \langle \sigma_i \rangle}{\langle \sigma_i \rangle} \quad (39)$$

Es liegt hier die Vorstellung zugrunde, daß Strukturen unter allen Winkeln und bei allen Übergängen auftreten müßten. Abbildung 22 zeigt die Auswertung von $\sigma(\theta)$ und $A(\theta)$ mit der Trendreduktion. In den Abbildungen 23 und 24 wurden die Anregungsfunktionen mit zwei verschiedenen Mittelungsintervallen demoduliert. Die gestrichelte Linie liegt bei der Energie von 10.35 MeV, wo sich im differentiellen Wirkungsquerschnitt ein Wert von $D(E)$ ergibt, der um Faktoren größer ist, als der entsprechende Mittelwert. Genau so etwas wird für den Nachweis von intermediären Strukturen gefordert.

Bei der Analysierstärke ist bei dieser Energie keine Resonanz ersichtlich, der Deviationswert ist etwa gleich dem mittleren Wert.

Die Breite der Struktur beträgt etwa 400 keV, d.h. bei einer entsprechenden Mittelung müßte die Resonanz zurücktreten, was in der Abb. 23 im Vergleich zu Abb. 22 auch zu sehen ist.

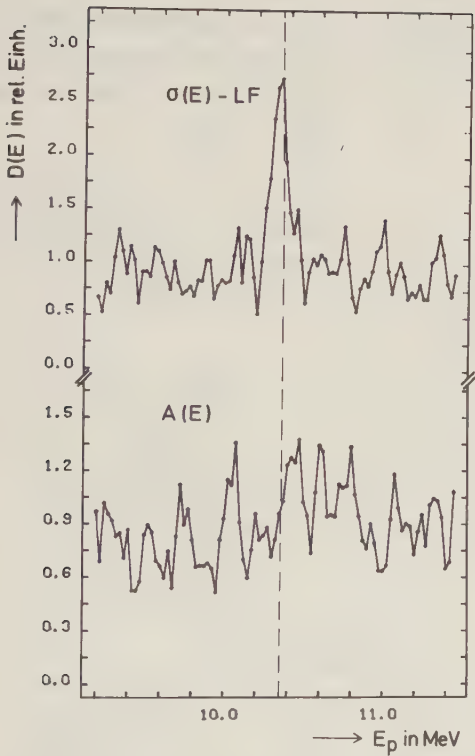


Abb. 22: Deviationsfunktion für den mit einem Legendre-Fit trendreduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und für die unreduzierte Analysierstärke. Die gestrichelte Marke gibt die Energie der vermuteten intermediären Struktur an. Hier ist im differentiellen Wirkungsquerschnitt eine deutliche Überhöhung des Deviationswertes zu sehen. Bei der Analysierstärke fehlt dieser Hinweis.

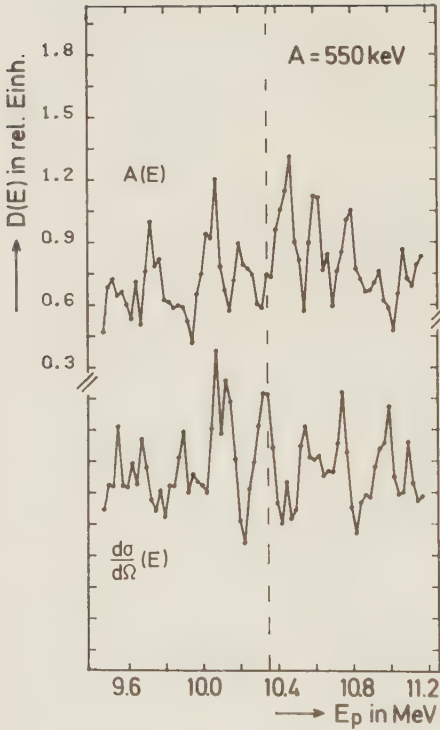


Abb. 23: Deviationsfunktionen für die mit einem Mittelungsintervall von 550 keV reduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke.

Erst bei einem gleitenden Intervall von 1250 keV tritt bei 10.35 MeV wie in Abb. 22 eine Überhöhung des Deviationswertes auf.

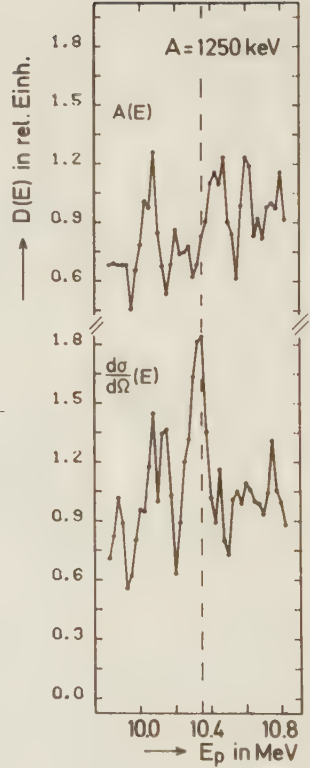


Abb. 24: Deviationsfunktionen für die mit einem Mittelungsintervall von 1250 keV reduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke.

Betrachtet man nun die Anregungsfunktionen für die verschiedenen Übergänge, so ist aus den Abbildungen 25 und 26 ersichtlich, daß keine eindeutige Resonanz im differentiellen Wirkungsquerschnitt und in der Analysierstärke zumindest bei 130° auftritt.

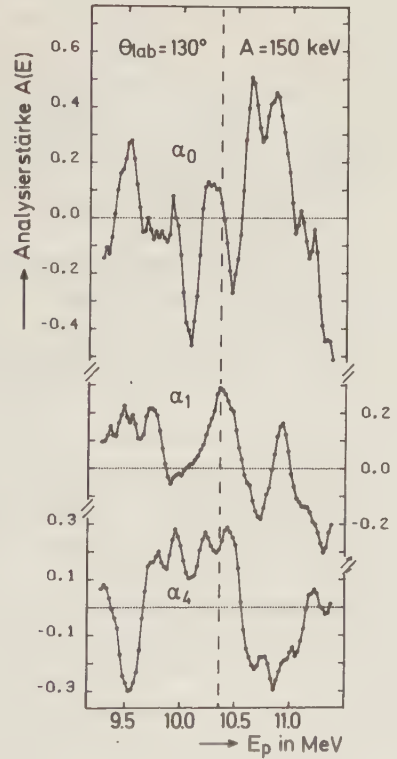
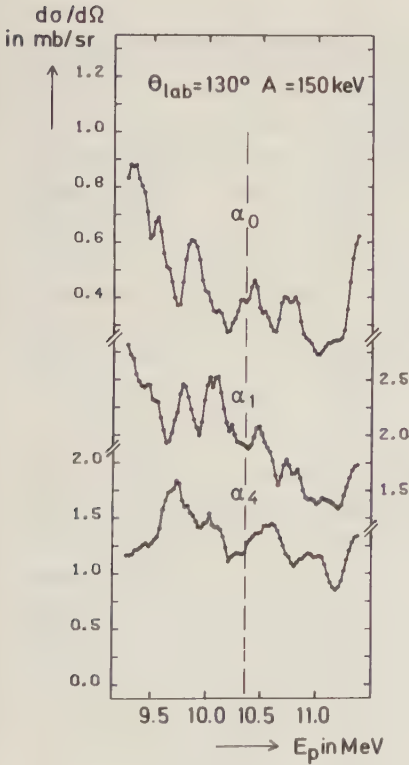


Abb. 25: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die drei gemessenen Übergänge bei 130°

Abb. 26: Analysierstärke für die drei gemessenen Übergänge bei 130°

In beiden Abbildungen ist über 150 keV gemittelt worden, um Feinstrukturen zu unterdrücken.

Auch für verschiedene Winkel, die weiter auseinander liegen als der Kohärenzwinkel, hat die Analysierstärke bei 10.35 MeV keine Resonanz (Abb. 27).

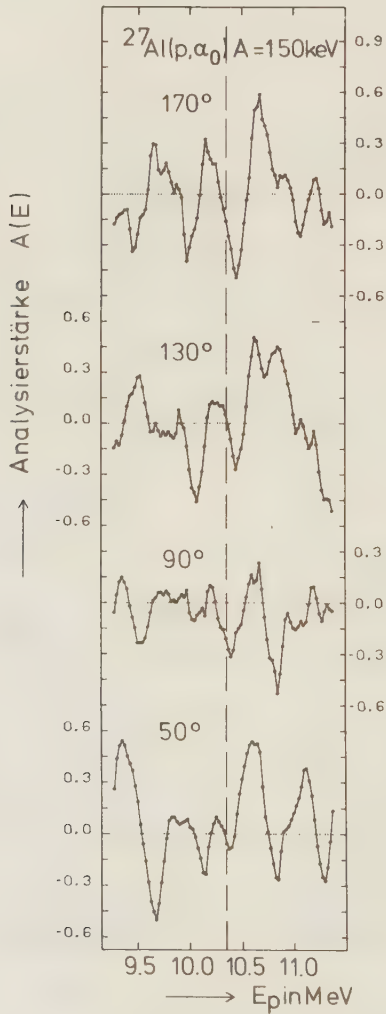


Abb. 27: Analysierstärke des Grundzustandsüberganges für verschiedene Winkel

Es scheint sich also bei der in den Deviationsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnittes auftretende Resonanzstruktur (Abb. 22 und 24) nicht um eine intermediäre Struktur zu handeln. Vielmehr wird es wohl die isolierte Resonanz des Grundzustandsüberganges bei Rückwärtswinkeln sein, die hier solchen Einfluß hat.

5.5. Bestimmung des direkten Anteils

Besonderes Augenmerk wurde bei dieser Arbeit auf die Bestimmung des direkten Anteils y_D an der Gesamtreaktion gelegt.

In diesem Kapitel sollen nun die verschiedenen Verfahren zur Bestimmung des direkten Anteils vorgestellt werden und vorallem die Vorteile einer polarisierten Messung herausgestrichen werden.

Zuerst (5.5.1.) wird mit Hilfe der Polarisationsgrößen untersucht, ob überhaupt ein direkter Prozeß stattfindet. Mit Hauser-Feshbach- und DWBA-Rechnungen wird dann dieser Anteil größenmäßig abgeschätzt. Zur genaueren Bestimmung werden statistische Methoden herangezogen (Kapitel 5.5.4.)

5.5.1. Hauser-Feshbach- und DWBA-Rechnungen

Ausgangsgröße für diese beiden Rechnungsarten ist der energiegemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt. Wie in Kapitel 3.1. gezeigt, läßt sich σ in einen energieunabhängigen, direkten Teil und in einen fluktuierenden, Compoundteil zerlegen.

Compoundreaktionen berechnet man nach dem HF-Verfahren (Fes-60). Grundlage hierfür ist, daß man die Breitenamplituden $a_{c\mu}$ in Gleichung (2) durch Transmissionskoeffizienten des optischen Modells ausdrückt:

$$T_c = 1 - |f(E, c, c')|^2 = 1 - |S_{cc}(E)|^2 \quad (40)$$

mit $S_{cc}(E)$ = S-Matrix des optischen Modells bei elastischer Streuung. Der Transmissionskoeffizient T_c gibt an, welcher Bruchteil der Intensität der einfallenden Partialwelle, charakterisiert durch die Quantenzahlen $c=c(\alpha, l, s)$, in andere Kanäle geht. Ein kleiner Transmissionskoeffizient bedeutet kleine Absorption.

Aufgrund der Unitaritätsrelation muß gelten:

$$T_c = \sum_{c'} \langle \sigma_{cc'}^{\text{el}} \rangle \quad (41)$$

Aus der Bohrschen Annahme, daß man den Wirkungsquerschnitt faktorisieren kann, folgt

$$\langle \sigma_{cc'}^{\text{fl}} \rangle = \sum_c \sum_{c'} \quad \text{für } c \neq c' \quad (42)$$

und dann

$$T_c = \sum_c \sum_{c'} \sum_{c''} \quad (43)$$

Hier liegt aus Gründen der relativ langen Lebensdauer die Vorstellung zugrunde, daß der Kern seine Bildungsgeschichte vergessen hat, daß also der Zerfall unabhängig von seiner Bildung geschieht.

Gleichung (43) kann man nun schreiben als

$$T_c = \sum_c \cdot k^{-1} \quad (44)$$

k wird bestimmt durch

$$T_c = \sum_c \sum_{c'} \sum_{c''} = k T_c \sum_{c'} \sum_{c''} = k^2 T_c \sum_{c'} T_{c'} \quad (45)$$

$$\Rightarrow k = \left(\sum_{c'} T_{c'} \right)^{-1/2} \quad (46)$$

Also ergibt sich folgender Compoundwirkungsquerschnitt:

$$\langle \sigma_{cc'}^{\text{fl}} \rangle = \frac{T_c T_{c'}}{\sum_{c''} T_{c''}} \quad (47)$$

wobei c'' alle möglichen Zerfallskanäle berücksichtigt. Die klassische HF-Formel gilt nur für Reaktionen und inelastische Streuungen, nicht aber für die elastische Streuung!

Für praktische Rechnungen wird die im Nenner von (47) stehende Summe ersetzt durch (Bla-52, Mol-64):

$$\sum_{c''} T_{c''} = 2\pi \langle T_0/D_j \rangle \quad (48)$$

Dies gilt streng genommen nur für schwache Absorption, d.h. $T_{c''} \ll 1$, was äquivalent ist mit der Messung von scharfen und getrennten Einzelresonanzen, d.h. $T/D \ll 1$. Für den Bereich der Ericson-Fluktuationen ist ja $T/D \gg 1$, was gleichbedeutend ist mit starker Absorption, d.h. $T_{c''} \approx 1$.

Die Verwendung von Gleichung (48) zur Herleitung des HF-Ausdruckes (50) bei Ericson-Fluktuationen bedeutet dann aber, daß T_j nicht mehr mit der Niveaubreite identifiziert werden kann, sondern nur einen Minimalwert (Wei-73, Mol-74, Sim-74) darstellt (siehe auch Kapitel 3.6.).

Für den Quotienten aus mittlerer Niveaubreite T_j und mittlerem Niveauabstand D_j mit dem Spin J macht man die Annahme:

$$T_j/D_j = T_0/D_0 (2J+1) \cdot \exp \left[-J(J+1)/2\sigma^2 \right] \quad (49)$$

σ_c^2 , der Spincutoffparameter, bestimmt die Form der Winkelverteilung, während T_0/D_0 durch Anpassung an den experimentellen Wirkungsquerschnitt gewonnen wird.

Der Index Null ist der durch Drehimpulskopplung niedrigste Spinwert J , der im Zwischenkern möglich ist.

Die endgültige Formel für den energiegemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt lautet:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} (0) \right\rangle_{cn} = D_0 \int_{J_0} \frac{\chi^2}{8\pi(2I+1)(2i+1)} \sum_{cc'} A(cc', cc', 0) \cdot \tau_{cc'} \quad (50)$$

Dazu folgende Erläuterungen:

- a) Die Eingangskanäle sind mit c und d und die Ausgangskanäle mit c' und d' bezeichnet. c, c' und d, d' sind Funktionen der Quantenzahlen α, l, j, J , wobei α die Teilchensorte, l den Bahndrehimpuls, j den Spin des betreffenden Kanals bedeuten und J der Compoundkernspin ist, zu dem die Teilchen koppeln.

Es gilt: $\underline{j} = \underline{l} + \underline{s}$ und $\underline{J} = \underline{l} + \underline{s}$

$$\begin{aligned} b) \quad A(cc', dd', 0) = & \sum_{\lambda} (-)^{j_c j_{c'}} \left[(2l_c+1)(2l_{d'}+1)(2j_{c'}+1)(2j_{d'}+1)(2l_{c'}+1) \right. \\ & \cdot (2l_{d'}+1)(2j_{c'}+1)(2j_{d'}+1) \left. \right]^{-1} \cdot (2j_c+1)(2j_{d'}+1) \\ & \cdot (\lambda 0 | l_c l_d 00) \cdot W(l_c l_d j_c j_{d'}; \lambda i) \\ & \cdot (\lambda 0 | l_{c'} l_{d'} 00) \cdot W(l_{c'} l_{d'} j_{c'} j_{d'}; \lambda i) \\ & \cdot W(j_c j_{c'} j_c j_{d'}; \lambda I) \cdot W(j_d j_{d'} j_c j_{d'}; \lambda I) \cdot P_{\lambda}(\cos \theta) \end{aligned} \quad (51)$$

Der Parameter λ läuft zwischen folgenden Werten:

$$\text{Max}(|j_c - j_d|, |j_{c'} - j_{d'}|, |J_c - J_d|) \leq \lambda \leq \text{Min}(j_c + j_d, j_{c'} + j_{d'}, J_c + J_d)$$

c)

$$\tau_{cc'} = \frac{T_c \cdot T_{c'}}{(2J_c + 1) \cdot \exp[-J_c(J_c + 1)/2\sigma^2]} \quad (52)$$

Bei der elastischen Streuung muß die rechte Seite der Gleichung (47) noch mit einem "Enhancement-Faktor" multipliziert werden, der zwischen 2 und 3 liegt (Sat-63). Die Einführung des Enhancement-Faktors bedeutet aber eine Verletzung der Unitarität. Sie kommt davon, daß Moldauer bei der Herleitung seiner Formel die sogenannten "level-level-correlation" vernachlässigt hat. Dieses Problem ist ausführlich von Engelbrecht, Hofmann, Tepel, Richert und Weidenmüller untersucht worden (Eng-73, Tep-74). Wenn jedoch, wie in unserem Fall, viele Kanäle (mehr als ungefähr 20) offen sind, so ist die Bohrsche Hypothese befriedigend und der Einfluß der level-level-correlation vernachlässigbar, d.h. die Formel (51) ist gültig (Mol-74).

Die Compoundwirkungsquerschnitte sind mit dem Hauser-Feshbach-Programm MANDYF (She-69, She-71) berechnet worden, das das j-j-Kopplungsverfahren benützt.

Zur Bestimmung des direkten Wirkungsquerschnittes wurde das "zero-range"-DWBA-Programm DWUCK verwendet (Kun-69). Dabei wird das transferierte Triton als punktförmig angenommen und seine Bahn-Quantenzahlen und sein transferierter Bahndrehimpuls nach einer schon früher beschriebenen Methode ermittelt (Imh-73). Da sich das Triton in der (2s-1d)-Schale befindet, ergibt sich $l_{tr}=2$.

Da die Kerne in der Massengegend vom Aluminium deformiert sind, und in dem verwendeten DWBA-Formalismus für das Triton nur ein einziger Wert für l_{tr} berücksichtigt werden kann, wurden Rechnungen nur für den Grundzustandsübergang durchgeführt. Bei den Übergängen zu den angeregten Niveaus kann nicht mehr von der Voraussetzung ausgegangen werden, daß sich für das Triton nur ein Bahndrehimpuls errechnet, deshalb wurde in diesen Fällen auf DWBA-Rechnungen verzichtet.

Folgendes Verfahren wurde verwendet, um den differentiellen Gesamtwirkungs-

querschnitt zu erhalten:

Wie in Abschnitt 3.3. gezeigt, stellt der energiegemittelte polarisierte Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma A(\theta) \rangle$ eine rein direkte Größe dar. Diese kann mit einem DWBA-Programm berechnet werden. Dazu wurden verschiedene Parametersätze im Ein- und Ausgangskanal probiert. Für den Protonenkanal wurden optische Modellparameter von Becchetti und Greenlees (Bec-69), Perey (Per-63) sowie Fitparameter an Messungen von Rosen (Ros-65) verwendet. Für den Alphakanal sind Sätze von So (So-66) aus energiegemittelten Messungen bekannt.

Viel kritischer als diese Parameter erwiesen sich Radius und Diffuseness des transferierten Tritons. Beste Übereinstimmung von Rechnung und Messung ergab sich für $r_t = 2.0$ fm und $a_t = .35$ fm. In Tabelle VI sind die benutzten Parametersätze aufgeführt.

Tabelle VI

	V_o	r_o	a_o	W_{SF}	V_I	r_I	a_I	V_{SO}	r_{SO}	a_{SO}
p - ^{27}Al	53.33	1.17	.65	9.67		1.32	.54	6.2	1.01	.75
α - ^{24}Mg	10.92	1.53	.54		4.6	1.53	.54			

Optische Modellparameter für Ein- und Ausgangskanal nach (Bec-69) und (So-66)

Eine weitere Schwierigkeit liegt in der Größe des Mittelungsintervalles für den polarisierten Wirkungsquerschnittes. In den Abbildungen 28, 29 und 30 ist für α_o , α_1 und α_4 das Gesamtmeßintervall in drei Teile zu je 750 keV aufgeteilt, was etwa 20° entspricht. Man sieht, daß nur für Winkel bis etwa 110° der Verlauf der Kurven ähnlich ist, während die Winkelverteilungen bei Rückwärtswinkel stark voneinander abweichen. Daraus kann man einmal folgern, daß ein Mittelungsintervall von etwa 20° ausreicht, um nur direkte Größen zu erhalten und zweitens, daß unter Rückwärtswinkeln der direkte Anteil klein ist und bei α_o im mittleren Energiebereich stark von der schon öfters erwähnten Resonanz geprägt wird. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler, die hier wesentlich größer sind als die FRD-Fehler.

Natürlich könnte man auch ein sehr dickes Target zur Energiemittelung

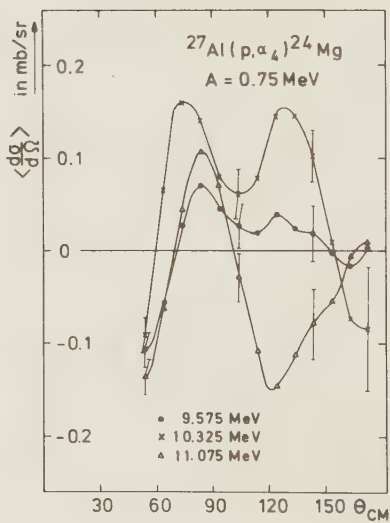
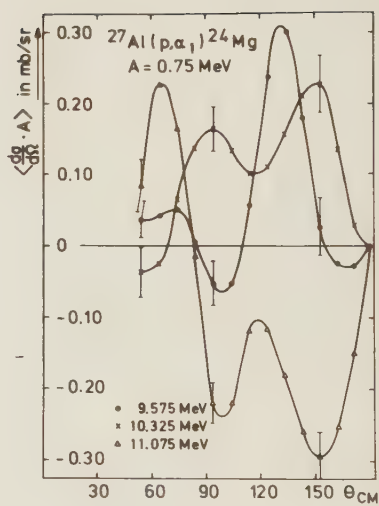
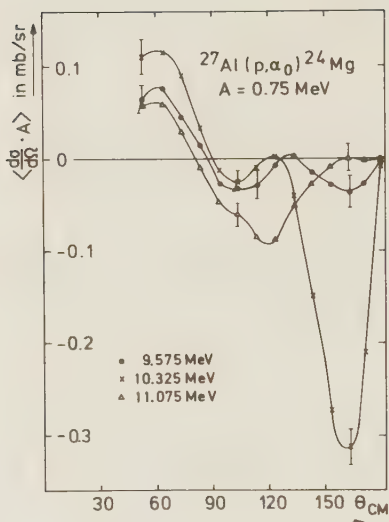


Abb. 28, 29 und 30: Energiege-
mittelter polarisierter Wirkungs-
querschnitt für den Übergang zum
Grundzustand, ersten und vierten
angeregten Zustand von ^{24}Mg . Es
wurde jeweils um die drei ange-
gebenen Energien herum über 750
keV gemittelt. Die eingezeichneten
Kurven sind Verbindungslinien. Es
sind die statistischen Fehler an-
gegeben.

verwenden. Die Mittelung hier über 750 keV entspricht 30 Messungen mit einem Target von einer Flächendichte von $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Daraus folgt, daß ein dickes Target eine Flächendichte von mehreren mg pro cm^2 haben müßte! Auch wenn man über das gesamte Meßintervall mitteln würde, so hat man immer noch einen deutlich von Null verschiedenen energiegemittelten polarisierten Wirkungsquerschnitt (Abbildungen 31, 32 und 33).

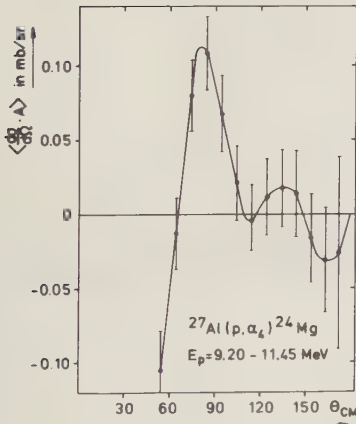
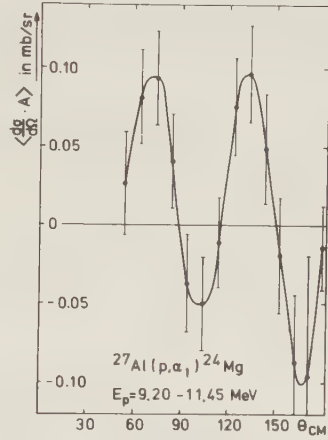
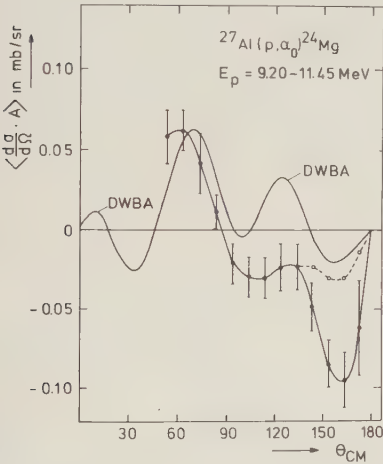


Abb. 31, 32 und 33: Energiegemittelter polarisierter WQ für die drei ausgewerteten Übergänge zum ^{24}Mg . Hier wurde über das gesamte Meßintervall gemittelt. Es sind Verbindungslinien und statistische Fehler eingezeichnet. Bei (p, α_0) bedeutet die gestrichelte Linie die Mittelung unter Vernachlässigung der Resonanz um 10.35 MeV herum. Weiter ist hier eine DWBA-Rechnung eingetragen. Für einen reinen Compoundprozeß gilt $\langle \sigma_A \rangle = 0$.

Wenn man nach der oben beschriebenen Methode zur rechnerischen Winkelverteilung von σA gelangt ist, dann hat man sofort den differentiellen Wirkungsquerschnitt σ . In Abbildung 34 sind die Meßpunkte für den Grundzustandsübergang sowie Rechnungen für die Direkt- und Compoundreaktion eingezeichnet. Innerhalb des FRD-Fehlers

$$\Delta\langle\sigma\rangle = \pm \langle\sigma\rangle \sqrt{aC_0} \quad (53)$$

stimmen Messung und Rechnung recht gut überein.

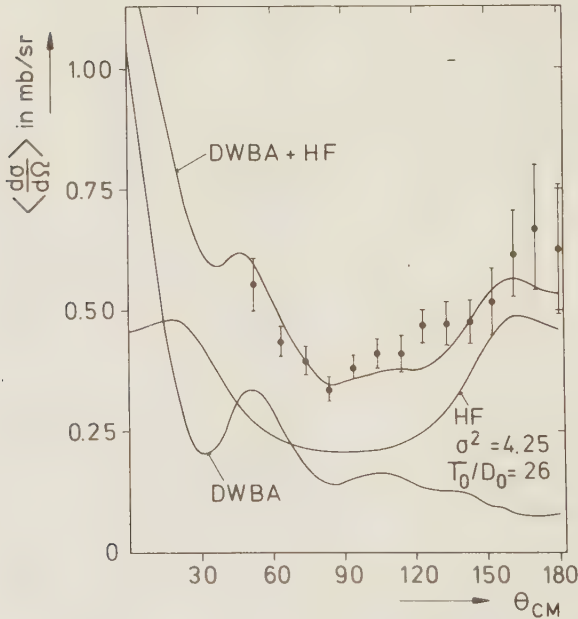


Abb. 34: Messung sowie HF- und DWBA-Rechnungen für den Grundzustandsübergang für den energiemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Die HF-Rechnung wurde mit einem Spincutoffparameter $\sigma_c^2 = 4.25$ durchgeführt. Durch Anpassung erhält man $T_0/D_0 \approx 26$, was mit einem T von 35 keV einen vernünftigen Wert für den Niveauabstand von etwa 1.7 keV ergibt. Somit ist also auch nachträglich die Voraussetzung von überlappenden Niveaus, d.h. $T/D \gg 1$ erfüllt.

Das wichtigste Ergebnis ist aber, um es noch einmal festzuhalten, daß hier ein von Null verschiedener direkter Anteil auftritt und daß man ihn abschätzen kann. Er beträgt bei 50° ungefähr 50%, bei 120° etwa 30% und bei 180° ist unter Vernachlässigung der bekannten Resonanz 10%.

Ähnliche Verhältnisse erhält man für die Übergänge zum ersten und vierten angeregten Zustand von ^{24}Mg . Hier sind in den Abbildungen 35 und 36 aber nur die experimentellen Meßpunkte sowie HF-Rechnungen eingezeichnet, wobei

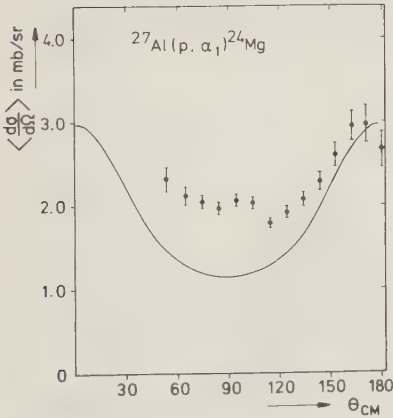


Abb. 35: Energiegemittelter differentieller Wirkungsquerschnitt und HF-Rechnung für die α_1 -Gruppe

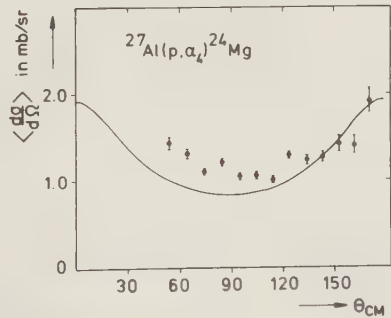


Abb. 36: Energiegemittelter differentieller Wirkungsquerschnitt und HF-Rechnung für die α_4 -Gruppe

gleiches Γ_0/D_0 und der gleiche Spincutoffparameter wie bei α_0 verwendet wurde. Bei α_4 ist der direkte Anteil beträchtlich kleiner als bei α_0 , was man auch schon aus der Abbildung 30 ersehen kann, wo die Meßpunkte bei Rückwärtswinkeln innerhalb des Fehlers Null sind.

Wie man außerdem aus der Abbildung 36 erkennt, hat man hier nicht allzu viel Freiheit, die gerechnete Kurve noch besser durch die Meßpunkte zu legen. Ein daraus resultierendes kleineres Γ_0/D_0 würde immer noch im α_0 -Fall einen nicht zu vernachlässigen direkten Anteil ergeben. Also eine weitere Stützung für die Anwesenheit eines direkten Reaktionsmechanismus bei $^{27}\text{Al}(p, \alpha_0)$.

5.5.2. Wahrscheinlichkeitsverteilung

Wie in Kapitel 3.1. ausgeführt, sollen die Streuamplituden des Compoundwirkungsquerschnittes gaußverteilt sein. Wenn nun N statistisch unabhängige Streuamplituden im Mittel gleich stark beitragen, so wird die Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes durch eine χ^2 -Verteilung mit 2N Freiheitsgraden wiedergegeben. Für eine reine Compoundreaktion schreibt sich diese Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(y) = \frac{N^N \cdot y^{N-1}}{(N-1)!} \cdot \exp(-Ny)$$

mit $y = \sigma / \langle \sigma \rangle$ (54)

Für den Einkanalfall ergibt sich also eine Exponentialform, während sich für steigendes N das Maximum nach $y=1$ verschiebt und eine schmale Gaußverteilung annimmt.

Hat man aber auch einen direkten Beitrag zur Reaktion, so gehorcht die Verteilung folgender komplizierten Formel:

$$P(y, y_D) = \left(\frac{N}{1-y_D} \right)^N \cdot y^{N-1} \cdot \exp \left[-N \left(\frac{y+y_D}{1-y_D} \right) \right] \cdot \frac{J_{N-1} (2iN\sqrt{yy_D}(1-y_D)^{-1/2})}{(iN\sqrt{yy_D}(1-y_D)^{-1/2})^{N-1}} \quad (55)$$

wobei $y = \sigma / \langle \sigma \rangle$, $y_D = \sigma_D / \langle \sigma \rangle$ und $J_k(iz)$ die zylindrische Besselfunktion

der Ordnung k ist.

Hier treten also auch wieder die beiden Unbekannten y_D und N in einer Formel auf. Für kleine direkten Anteile ist dieses Verfahren sehr unempfindlich und nur anwendbar, wenn $y_D \gg 0.5$ ist. In Abbildung 37 ist als Beispiel dieser Methode und seiner Grenzen der größte auftretende direkte Anteil beim Grundzustandsübergang herausgesucht worden. Aus der Größe C_0 erhält man mit $N=6$ ein y_D von 76%. Zum Vergleich sind außerdem noch $y_D=0.38$ und der reine Compoundprozeß eingezeichnet. Wie man aus den beiden letzten Kurven ersieht, ist dieses Verfahren wegen des geringen Unterschiedes zur Bestimmung von kleinen direkten Anteilen nicht brauchbar. Deshalb wurde auf eine vollständige Auswertung verzichtet.

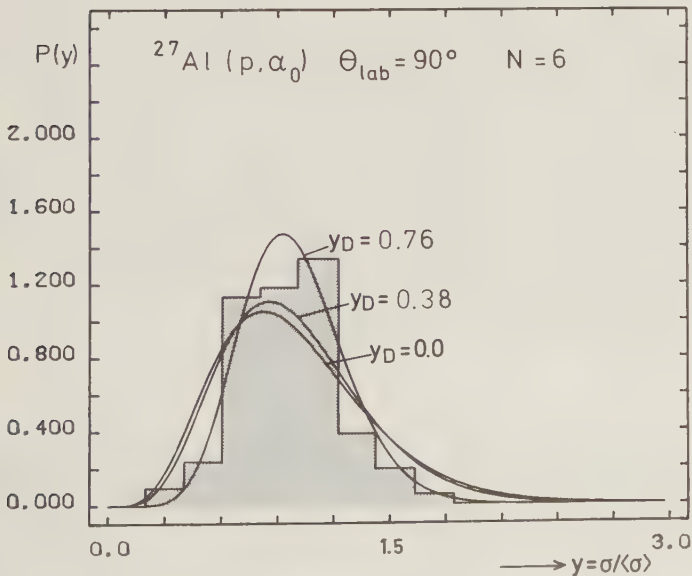


Abb. 37: Wahrscheinlichkeitsverteilung für $^{27}\text{Al}(p, \alpha_0)$ bei 90° , wobei $N=6$ angenommen wurde. Da die beiden Kurven mit kleinem direkten Anteil kaum Unterschiede zeigen, ist dieses Verfahren nicht geeignet, einen kleinen Direktanteil zu extrahieren.

5.5.3. Kovarianz

Wie in Teil 3.4. gezeigt, hat eine Polarisationsmessung den großen Vorteil, daß man eine zweite, unabhängige Meßgröße, nämlich die Analysierstärke bzw. den polarisierten Wirkungsquerschnitt, erhält, mit der man zu einem weiteren Varianzparameter $C_{\sigma A}$ gelangt, der aber mit C_{σ} identisch ist. Zusätzlich kann man mit diesen Observablen die Kovarianz bilden. Dies ergibt dann eine weitere Größe, $C_{\sigma, \sigma A}$. Die Kovarianz zwischen σ und σA lautet:

$$C_{\sigma \sigma A}(\epsilon, \theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\langle \sigma(E) \cdot \sigma A(E+\epsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma A(E+\epsilon) \rangle} - 1 + \frac{\langle \sigma(E+\epsilon) \cdot \sigma A(E) \rangle}{\langle \sigma(E+\epsilon) \rangle \langle \sigma A(E) \rangle} - 1 \right) \quad (56)$$

Man hatte für den Spezialfall der elastischen Streuung an Spin-0-Kernen drei Gleichungen mit zwei Unbekannten, nämlich die normierten Varianzen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und den polarisierten Wirkungsquerschnitt sowie die normierte Kovarianz. Wobei vorallem die Kovarianz bei der Extraktion des direkten Anteils y_D gute Übereinstimmung mit dem Eingabewert ergab. Ist aber das, was in der Theorie und für den Spezialfall so einfach war, auch für den allgemeinen Spinfall gültig? Bei der Auswertung mit Formel (56) zeigt sich, daß das Maximum nicht immer bei $\epsilon=0$ liegt, sondern bis zu 100 keV verschoben ist. Es wurde dann der Maximalwert genommen und zwar bei einem Mittelungsintervall, das identisch war mit dem des differentiellen Wirkungsquerschnittes.

In der Tabelle VII sind die Werte von C_n für den Übergang zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand aufgelistet.

Tabelle VII

C_n	50°	60°	70°	80°	90°	100°	110°	120°	130°	140°	150°	160°	170°
α_0	.438	.403	.497	—	.211	.246	—	.149	.709	1.070	1.050	1.106	1.370
α_1	.828	.250	.144	—	.264	.341	—	.250	.114	.058	.193	—	1.178

Werte für die normierte Kovarianz zwischen σ und σA . Bei $\theta_{lab}=80^\circ$, 110° und 160° sind keine Werte angegeben, da hier wegen des sehr kleinen polarisierten Wirkungsquerschnittes C_n unphysikalisch groß wird.

Für den Fall der elastischen Streuung mit polarisierten Spin-1/2-Teilchen an Spin-0-Kernen lautet die Kovarianz (siehe Formel (16)):

$$C_{\sigma, \sigma A}(\epsilon=0, \theta) = 1 - y_D$$

Schwierig wird es nun aber, eine Verallgemeinerung dieses Ausdruckes anzugeben. Man könnte vermuten, daß man beim polarisierten Protonenstrahl nur noch einen Spinzustand berücksichtigen muß, im Gegensatz zum unpolarisierten Strahl, wo man $N_p = 2i+1 = 2$ Spinzustände hat. Das heißt, anstelle von N Spinkanälen hätte man hier nur noch $N/2$. Die obige Formel schriebe sich dann:

$$C_{\sigma, \sigma A} = \frac{1 - y_D}{N/2} \quad (57)$$

Eine Zurückrechnung auf die elastische Streuung ergibt wieder Formel (16). Wenn man sich aber die Werte von C_n in der Tabelle ansieht, so erkennt man, daß nur im Winkelbereich zwischen 40 und 140 Grad, in dem die Formel (57) ohnehin nur gilt, bei α_0 nur für 90°, 100° und 120° und bei α_1 nur für 70° und 140° ein direkter Anteil vorhanden ist. Dies steht im Gegensatz zur Aussage des Kapitel 5.5.1. und zur Auswertung der Varianz (Tabelle VIII). Bei 80° und 110° ist σA sehr klein, sodaß die Kovarianz, bei der σA im Nenner steht, unphysikalisch groß wird und deshalb nicht aufgeführt ist. Die experimentelle Auswertung erlaubt hier also im Gegensatz zur synthetischen Anregungsfunktion keine zweifelsfreie Aussage über den direkten Beitrag zur Gesamtreaktion. Da außerdem eine theoretische Berechnung der Kovarianz für den allgemeinen Spinfall noch aussteht, wurde diese Methode nicht zur Bestimmung von y_D verwendet.

5.5.4. Varianz

Die gebräuchlichste Methode, den direkten Anteil zu ermitteln, ist, die normierte Varianz heranzuziehen (siehe Formel (22)):

$$C(\epsilon, \theta) = C_0 \cdot \frac{T^2}{T^2 + \epsilon^2} \quad \text{mit} \quad C_0 = \frac{1 - y_D^2}{N}$$

In dieser Formel stehen aber zwei Unbekannte, nämlich y_D und N . Näherungsweise kann man die Anzahl der Spinkanäle N durch die Formel (23) abschätzen. Dies ist aber nur im Winkelbereich zwischen 40 und 140 Grad in etwa mög-

lich. Die bessere Methode besteht darin, N mit einer Modellrechnung zu bestimmen, die auf einer Hauser-Feshbach-Rechnung basiert. Dieses theoretische N korrigiert man noch um die Bias und kommt so zu dem für einen reinen Compoundfall gültigen Wert $1/N - \gamma_n$. Diese theoretische Größe vergleicht man dann mit der experimentellen Größe C_n und erhält den direkten Anteil y_D an der Gesamtreaktion mit $y_D = (1 - C_n(N - \gamma_n^{-1}))^{1/2}$.

Als bekannt werden für die Rechnung die Transmissionskoeffizienten für Ein- und Ausgangskanal sowie der Spincutoff-Parameter σ_C vorausgesetzt. Der theoretische Wert von N schreibt sich mit den in Kapitel 5.5.1. definierten Größen:

$$\frac{1}{N(\theta)} = C_0(\theta) = \frac{\sum_{cc', dd'} |A(cc', dd', \theta)|^2 \cdot \tau_{cc'} \cdot \tau_{dd'}}{\left| \sum_{cc'} A(cc', cc', \theta) \cdot \tau_{cc'} \right|^2} \quad (58)$$

Wenn viele Partialwellen beitragen, erfordert so eine Rechnung einen erheblichen Zeitaufwand. Für den (p, α_0) -Fall dauerte ein Lauf mit einer Schrittweite von 5° an der hiesigen PDP-15 rund 10 Stunden. Wegen der dreimal größeren Zahl von Partialwellen im (p, α_1) - bzw. (p, α_4) -Fall wurde auf eine Bestimmung von N verzichtet.

In Abbildung 38 ist $1/N - \gamma_n$ mit den experimentellen Werten C_n verglichen.

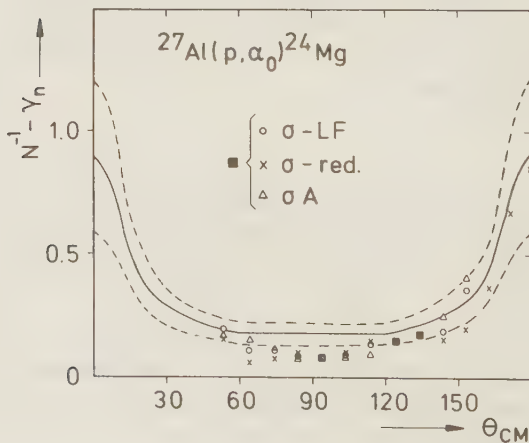


Abb. 38: Theoretische Berechnung der Varianz für einen reinen Compoundprozeß in Abhängigkeit vom Winkel. Eingezeichnet sind die experimentell bestimmten Werte C_n . Die gestrichelten Kurven geben den Bereich des FRD-Fehlers an.

Dabei bedeuten die Kreise den mit einem Legendrefit trendreduzierten differentiellen Wirkungsquerschnitt, die Kreuze den mit einem gleitenden Mittelungsintervall demodulierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und bei den Dreiecken wurde der polarisierte Wirkungsquerschnitt aufgetragen. Die ausgefüllten Quadrate zeigen die zeichnerische Übereinstimmung aller drei Werte. Bei 0° und 180° sieht man den Einfluß des Bias, denn hier ist der theoretische Wert von N gleich Eins.

Diese Darstellung wurde gewählt, weil der Bias γ_n im allgemeinen Spinfall nur für einen reinen Compoundprozeß theoretisch berechnet wurde (Anhang II). Die gestrichelten Kurven geben den Bereich des FRD-Fehlers an. Bei Punkten, die außerhalb liegen, hat man einen direkten Prozeß zu erwarten. Man sieht, daß etwa ab 110° die experimentellen Werte innerhalb des Fehlers mit einem reinen Compoundprozeß vereinbar sind.

In der nachfolgenden Tabelle VIII sind die extrahierten Werte des direkten Anteils y_D an der Gesamtreaktion aufgeführt. Den dazugehörigen Fehler kann man aus Abbildung 3 entnehmen.

Tabelle VIII

y_D	50°	60°	70°	80°	90°	100°	110°	120°	130°	140°	150°	160°	170°	180°
$C_{\sigma-LF}$	0	65	65	73	76	69	50	46	46	49	0			
$C_{\sigma-red}$	46	82	76	69	76	67	42	44	46	62	62	39	25	28
$C_{\sigma A}$	36	44	60	76	76	73	69	51	46	0	0			
	27	64	67	73	76	70	54	47	46	37	(21)			

Direkter Anteil y_D der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \alpha_0)$ in Prozent in Abhängigkeit vom Laborwinkel, wobei in den ersten beiden Zeilen der trendreduzierte bzw. der mit einem gleitenden Mittelungsintervall demodulierte differentielle Wirkungsquerschnitt und in der dritten Zeile der polarisierte Wirkungsquerschnitt ausgewertet wurde. In der letzten Zeile sind die gemittelten direkten Anteile angegeben.

In der letzten Zeile sind die Mittelwerte aufgeführt. Bei 160° , 170° und 180° können keine Werte angegeben werden, weil einmal die Reduktion mit einem Legendrefit wegen der geringen Breite der Resonanz bei α_0 versagt und weil zum anderen das theoretische N für σA nicht angegeben werden kann.

5.5.5. Diskussion

Im Gegensatz zu unpolarisierten (p, α) -Messungen bei ähnlichen Energien und in dieser Massengegend wurde bei der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ ein direkter Anteil an der Gesamtreaktion gefunden. Dies konnte durch das Nichtverschwinden des energiegemittelten polarisierten Wirkungsquerschnittes nachgewiesen werden.

Der direkte Reaktionsbeitrag, der mit Hilfe einer Modellrechnung für die Zahl der Spinkanäle N aus dem Schwankungsquadrat C_0 ermittelt wurde, liegt bei Winkeln bis 115 Grad über 50%. Auch aus dem energiegemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Vergleich von HF- und DWBA-Rechnung einen direkten Beitrag, der in etwa mit dem übereinstimmt, den man aus der statistischen Analyse errechnet. Eine wichtige Einschränkung war dabei, daß bei den HF-Rechnungen die Anpassungsparameter Γ/D und σ_C^2 für alle drei Übergänge gleich sein müssen. Ein kleineres Γ/D würde zwar für den Grundzustandsübergang einen kleineren direkten Anteil ergeben, aber dann wären bei den beiden anderen α -Gruppen die Rechenwerte größer als die experimentellen Punkte. Es ergibt sich also, daß der direkte Anteil beim Übergang zum vierten angeregten Zustand sehr klein ist.

Der extrahierte Wert für Γ/D von 26 ist vergleichbar mit dem Wert von 33, den Richter (Ric-66) bei der Reaktion $^{26}\text{Mg}(p, \alpha)$ gefunden hat. Dabei ist zu beachten, daß die Größe Γ nicht mit der Niveaubreite identisch ist, sondern nur eine untere Abschätzung angibt. Die Niveaubreite liegt etwa 25% höher (was man aus Kapitel 3.6. abschätzen kann). Mit dieser Korrektur bestimmt sich die Niveaudichte $\rho = D^{-1}$ dann zu $\rho = 0.6 \text{ keV}^{-1}$. Rechnungen mit dem "back-shifted"-Fermi-Gasmodell (Ric-74) und den allgemeinen Parametern von Vonach (Von-69) ergeben einen Wert von $\rho = 0.65 \text{ keV}^{-1}$.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß Messungen von Ericson-Fluktuationen mit polarisierten Teilchen kleinere direkte Anteile besser nachweisen und bestimmen können als Untersuchungen mit unpolarisiertem Strahl.

Literaturnachweis

- Aga-75 D. Agassi und H.A. Weidenmüller, Phys.Lett. 56B (1975)305
D. Agassi, H.A. Weidenmüller und G. Mantzouranis, Phys.Rep. 22C (1975)145
D. Agassi, G. Mantzouranis und H.A. Weidenmüller, Phys.Lett. 57B (1975)220
- All-64 R.W. Allardyce, W.R. Graham und I. Hall, Nucl.Phys. 52 (1964)239
- All-65 R.W. Allardyce, P.J. Dallimore, I. Hall, N.W. Tanner, A. Richter,
P. von Brentano und T. Mayer-Kuckuk, Nucl.Phys. 85 (1965)193
- Aus-70 N. Austern, Direct Nucl. Reaction Theories, J. Wiley, N.Y. 1970
- Bec-69 F.D. Becchetti und G.W. Greenlees, Phys.Rev. 182 (1969)1190
- Bla-52 J.M. Blatt und V.F. Weisskopf, Theor. Nucl. Physics, J. Wiley, N.Y.
(1952) S.386
- Böh-65 M.Böhning, DPG, Bad Pyrmont 1965
- Boh-36 N. Bohr, Nature 137 (1936)344
- Bri-64 D.M. Brink, R.O. Stephen und N.W. Tanner, Nucl.Phys. 54 (1964)575
- Col-62 L. Colli, U. Facchini, I. Iori, G.M. Marazzan und F. Tonolini,
Phys.Lett. 1 (1962)120
- Dal-65 P.J. Dallimore und I. Hall, Phys.Lett. 18 (1965)138
- Dal-66 P.J. Dallimore und I. Hall, Nucl.Phys. 88 (1965)193
- Dal-68 P.J. Dallimore und B.W. Allardyce, Nucl.Phys. A108(1968)150
- Eng-73 C.A. Engelbrecht und H.A. Weidenmüller, Phys.Rev. C8 (1973)859
- Eri-60 T. Reicson, Advan.Phys. 9 (1960)425
- Ern-69 J. Ernst, H.L. Harney und K. Kotajima, Nucl.Phys. A136 (1969)87
- Ern-72 J. Ernst, Herbstschule Schleching 1972
- Fei-75 J.H. Feist, Doktorarbeit, Erlangen 1975
- Fes-60 H. Feshbach, Nucl.Spectr. Part B, Academic Press, N.Y. (1960) S.665
- Gib-65 W.R. Gibbs, Los Alamos Lab. Report LA-3266 (1965)
- Gla-75 C. Glashausser, A.B. Robbins, E. Ventura, F.T. Baker, J. Eng und
R. Kaita, Phys.Rev.Lett. 35 (1975)494
- Häu-68 O. Häuser, A.Richter, W. von Witsch und W.J. Thompson, Nucl.Phys.
A109 (1968)329
- Hag-75 R.F. Haglund, APS-Meeting, Washington, Mai 1975
- Hal-67 M.L. Halbert, F.E. Durham und A. van der Woude, Phys.Rev. 162 (1967)899
- Hau-52 W. Hauser und H. Feshbach, Phys.Rev. 87 (1952)366
- Hei-71 G. Heil, Diplomarbeit, Erlangen 1971
- Hen-76 R. Henneck, Doktorarbeit, Erlangen 1976

- Hof-75 H.M. Hofmann, J. Richert und J.W. Tepel, Ann. of Phys. 90 (1975)391
- Imh-73 K. Imhof, Diplomarbeit, Erlangen 1973
- Kaw-73 M. Kawai, A.K. Kerman und K.W. McVoy, Ann. of Phys. 75 (1973)859
- Kos-69 C.J. Kost und B. Hird, Nucl.Phys. A132 (1969)611
- Kun-69 P.D. Kunz, Univ. of Colorado, Version 1969 (unpublished)
- Law-65 G.P. Lawrence und A.R. Quinton, Nucl.Phys. 65 (1965)275
- Meh-66 M.K. Mehta, J. John, S.S. Krekatte und A.S. Divatia, Nucl.Phys. 89 (1966)22
- Meh-69 M.K. Mehta und A.S. Divatia, Nucl.Phys. A138 (1969)171
- Mol-64 P.A. Moldauer, Phys.Lett 8 (1964)70
P.A. Moldauer, Phys.Rev 135B (1964)642
P.A. Moldauer, Phys.Rev. 136B (1964)947
P.A. Moldauer, Rev.Mod.Phys. 36 (1964)1079
- Mol-75 P.A. Moldauer, Phys.Rev. C11 (1975)426
- Oga-60 H. Ogata, H. Itoh, Y. Masuda, K. Takamatsu, M. Kawshima, A. Masaike und I. Kumabe, Jour.Phys.Soc.Japan 15 (1960)1719
- Per-63 F.G. Perey, Phys.Rev. 131 (1963)745
- Put-68 L.W. Put, J.D.A. Roeders und A. van der Woude, Nucl.Phys. A112 (1968)561
- Ric-66 A. Richter, Doktorarbeit, Heidelberg 1966
- Ric-74 A. Richter, Nucl.Spektr. Part B, Academic Press, N.Y. (1974) S.343
- Ric-75 J. Richert, M.H. Simbel und H.A. Weidenmüller, Z.Physik A273 (1975)195
- Roe-71 J.D.A. Roeders, Doktorarbeit, Groningen 1971
- Ros-65 L. Rosen, J.G. Beery und A.S. Goldhaber, Ann. of Phys. 34 (1965)96
- Rot-74 K. Roth, Diplomarbeit, Erlangen 1974
- Sat-63 G.R. Satchler, Phys.Lett. 7 (1963)55
- Sch-75 K. Schulte, G. Berg, P. von Brentano und H. Paetz gen. Schieck, Nucl.Phys. A241 (1975)272
- Sha-69 R.W. Shaw, A.A. Katsanos und R. Vandenbosch, Phys.Rev. 184 (1969)1089
- She-69 E. Sheldon und r.M. Strang, ComputerPhys.Commun. 1 (1969)35
- She-71 E. Sheldon, S. Mathur und D. Donati, ComputerPhys. Commun. 2 (1971)272
- Sim-74 M. Simonius, Phys.Lett. 52B (1974)279
- So-66 S.S. So, C. Mayer-Böricke und R.H. Davis, Nucl.Phys. 84 (1966)641
- Ste-63 R.O. Stephen, Clarendon Lab. Report, Oxford Univ. 1963
- Tak-74 Y.Tajeuchi, J.A.R. Griffith, O. Karban und S. Roman, Nucl.Phys. A220 (1974)589
- Tem-64 G.M. Temmer, Phys.Rev.Lett. 12 (1964)330
- Tep-74 J.W. Tepel, H.M. Hofmann und H.A. Weidenmüller, Phys.Lett. 49B (1974)1

- Von-69 H. Vonach und M. Hille, Nucl.Phys. A127 (1969)289
Wan-80 M. Wangler, Doktorarbeit, Erlangen voraussichtlich 1980
War-63 K.L. Warsh, G.M. Temmer und H.R. Blieden, Nucl.Phys. 44 (1963)329
Wei-73 H.A. Weidenmüller, Sommerschule Mikolajki, Polen, 1973
Wei-74 H.A. Weidenmüller, Phys.Rev. C9 (1974)1202
Wit-68 W. von Witsch, A. Richter und P. von Brentano, Phys.Rev. 169 (1968)923
Wou-66 A. van der Woude, Nucl.Phys. 80 (1966)14

Anhang I

Elastische Streuung von Spin-1/2-Teilchen an Spin-0-Kernen

Es gilt: $\sigma = ff^* + gg^*$

$$\sigma A = fg^* + f^*g \quad \text{mit } f=f_0+f_c \quad \text{und } g=g_0+g_c$$

Daraus folgt bei Energiemittelung

$$\begin{aligned} \langle \sigma \rangle &= f_0 f_0^* + \langle f_c f_c^* \rangle + g_0 g_0^* + \langle g_c g_c^* \rangle \\ &= \sigma_f \text{ di} + \sigma_f \text{ cn} + \sigma_g \text{ di} + \sigma_g \text{ cn} \\ &= \sigma_a + \sigma_b = \sigma \end{aligned}$$

$$\langle \sigma A \rangle = f_0 g_0^* + f_0^* g_0$$

Anhang Ia

$$\begin{aligned} \langle \sigma^2 \rangle &= (f_0 f_0^*)^2 + (g_0 g_0^*)^2 + 2f_0 f_0^* g_0 g_0^* + 4g_0 g_0^* \langle g_c g_c^* \rangle + 4f_0 f_0^* \langle f_c f_c^* \rangle \\ &\quad + 2f_0 f_0^* \langle g_c g_c^* \rangle + 2\langle f_c f_c^* \rangle g_0 g_0^* + 2\langle f_c f_c^* \rangle \langle g_c g_c^* \rangle + 2\langle f_c f_c^* \rangle^2 + 2\langle g_c g_c^* \rangle^2 \\ &= \sigma_f^2 + 2\sigma_f \text{ di} (\sigma_g \text{ di} + \sigma_g \text{ cn}) + 2\sigma_f \text{ cn} (\sigma_g \text{ di} + \sigma_g \text{ cn}) + \sigma_g^2 \\ &\quad + 2\sigma_f \text{ di} \sigma_f \text{ cn} + \sigma_f^2 \text{ cn} + 2\sigma_g \text{ di} \sigma_g \text{ cn} + \sigma_g^2 \text{ cn} \\ &= \sigma^2 + 2\sigma_f \text{ di} \sigma_f \text{ cn} + \sigma_f^2 \text{ cn} + 2\sigma_g \text{ di} \sigma_g \text{ cn} + \sigma_g^2 \text{ cn} \end{aligned}$$

$$\text{Also } \text{var}(\sigma) = \langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2 = 2\sigma_f \text{ di} \sigma_f \text{ cn} + \sigma_f^2 \text{ cn} + 2\sigma_g \text{ di} \sigma_g \text{ cn} + \sigma_g^2 \text{ cn}$$

mit $\sigma_f \text{ cn} = \sigma_g \text{ cn} = 1/2\sigma_{\text{cn}}$ folgt

$$\begin{aligned} \text{var}(\sigma) &= \sigma_f \text{ di} \sigma_{\text{cn}} + 1/4\sigma_{\text{cn}}^2 + \sigma_g \text{ di} \sigma_{\text{cn}} + 1/4\sigma_{\text{cn}}^2 \\ &= 1/2(\sigma_{\text{cn}}^2 + 2\sigma_{\text{cn}} \sigma_{\text{di}}) \\ &= 1/2(\sigma^2 - \sigma_{\text{di}}^2) \end{aligned}$$

$$\text{Daraus folgt } \boxed{C_\sigma = \frac{\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma^2 \rangle} = \frac{1/2(1 - y_D^2)}{1}} \quad \boxed{1/2(1 - y_D^2)}$$

Anhang Ib

$$\begin{aligned}\langle (\sigma_A)^2 \rangle &= (f_0 g_0^*)^2 + 2f_0 f_0^* g_0 g_0^* + 2f_0 f_0^* \langle g_c g_c^* \rangle + 2\langle f_c f_c^* \rangle g_0 g_0^* \\ &\quad + 2\langle f_c f_c^* g_c g_c^* \rangle + (f_0^* g_0)^2\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{Also } \text{var}(\sigma_A) &= \langle (\sigma_A)^2 \rangle - \langle \sigma_A \rangle^2 = 2\sigma_{f \text{ di}} \sigma_{g \text{ cn}} + 2\sigma_{f \text{ cn}} \sigma_{g \text{ di}} + 2\sigma_{f \text{ cn}} \sigma_{g \text{ cn}} \\ &= 1/2(\sigma_{\text{cn}}^2 + 2\sigma_{\text{di}} \sigma_{\text{cn}}) \\ &= 1/2(\sigma^2 - \sigma_{\text{di}}^2)\end{aligned}$$

$$\text{Daraus folgt } \boxed{C_{\sigma A} = \frac{\text{var}(\sigma_A)}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{1}{2}(1 - y_D^2)}$$

Anhang Ic

$$\begin{aligned}\langle \sigma \cdot \sigma_A \rangle &= \sigma_{f \text{ di}}(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) + \sigma_{f \text{ cn}}(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) + \sigma_{f \text{ cn}}(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) \\ &\quad + \sigma_{g \text{ di}}(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) + \sigma_{g \text{ cn}}(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) + \sigma_{g \text{ cn}}(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) \\ &= \sigma(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) + (\sigma_{f \text{ cn}} + \sigma_{g \text{ cn}})(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) \\ &= (\sigma + \sigma_{\text{cn}})(f_0 g_0^* + f_0^* g_0)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{Also } \text{covar}(\sigma, \sigma_A) &= \langle \sigma \cdot \sigma_A \rangle - \langle \sigma \rangle \langle \sigma_A \rangle = (\sigma_{f \text{ cn}} + \sigma_{g \text{ cn}})(f_0 g_0^* + f_0^* g_0) \\ &= \sigma_{\text{cn}}(f_0 g_0^* + f_0^* g_0)\end{aligned}$$

$$\text{Daraus folgt } \boxed{C_{\sigma, \sigma_A} = \frac{\text{covar}(\sigma, \sigma_A)}{\langle \sigma \rangle \langle \sigma_A \rangle} = \frac{\sigma - \sigma_{\text{di}}}{\sigma} = 1 - y_D}$$

Anhang II

FRD-Bias γ

Es gilt

$$\begin{aligned}\langle \sigma \rangle &= \bar{\sigma} \left(1 \pm \sqrt{\frac{a}{N}} \right) & \text{mit } \bar{\sigma} &= \text{Ensemblemittel} \\ \langle \sigma^2 \rangle &= \bar{\sigma}^2 \left(1 \pm \sqrt{\frac{4N+5}{N(N+1)}} a \right) & a &= \frac{\pi \Gamma}{I} \\ & & \frac{1}{N} &= C_0\end{aligned}$$

$$\gamma = C_0 - C_0^{\text{exp}} = C_0 - C_n$$

$$\text{also } \gamma = C_0 - \frac{\langle \sigma^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} + 1$$

$$\text{oder } \langle \sigma \rangle^2 \gamma = C_0 \langle \sigma \rangle^2 - \langle \sigma^2 \rangle + \langle \sigma^2 \rangle$$

durch Ensemblemittelung erhält man:

$$\begin{aligned}\overline{\langle \sigma \rangle^2 \gamma} &= \overline{\langle \sigma \rangle^2} \bar{\gamma} = (C_0 + 1) \overline{\langle \sigma \rangle^2} - \overline{\langle \sigma^2 \rangle} \\ &= (C_0 + 1) \bar{\sigma}^2 (1 + a C_0) - \bar{\sigma}^2\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{also } \bar{\gamma} &= C_0 + 1 - \frac{\bar{\sigma}^2}{\bar{\sigma}^2 (1 + a C_0)} \\ &= C_0 + 1 - \frac{C_0 + 1}{1 + a C_0} \\ &= a C_0 \frac{1 + C_0}{1 + a C_0}\end{aligned}$$

$$\text{also } C_n = C_0 - \gamma = \frac{(1 - a) C_0}{1 + a C_0}$$

$$\text{oder in 1. Näherung: } C_n = C_0 [1 - a(1 + C_0)]$$

Mein Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. E. Finckh für die Betreuung und die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können.

Herrn Priv. Doz. Dr. H. Wilsch für die Anregung dieser Arbeit.

Herrn Dipl. Physiker M. Wangler für die Erstellung eines Programmes zur Auswertung der Spektren, für die Hilfe bei allen Problemen und für viele nützliche Diskussionen.

Den Herren Dr. R. Henneck und Dipl. Phys. K. Roth für fruchtbare Diskussionen sowie den Gruppenmitgliedern Dipl. Phys. G. Heil und Dipl. Phys. G. Klier für die kameradschaftliche Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Dem Rechenzentrum der Universität Erlangen-Nürnberg für die Möglichkeit, die DWBA-Rechnungen an der CDC-3300 durchführen zu können.

Dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft für die Gewährung eines Stipendiums nach dem Graduiertenförderungsgesetz.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.

Und nicht zuletzt meinen Eltern für ihre großzügige finanzielle Unterstützung während der langen Studienjahre.

Lebenslauf

	Knut Holmer I m h o f
geboren am:	13. August 1945
Eltern:	Ingenieur Kurt Imhof und Ehefrau Annemarie, geb. Hottenrott
Familienstand:	ledig
Schulen:	1951 - 1956: Volksschule in Nürnberg 1956 - 1965: Wirtschaftsgymnasium in Nürnberg
Wehrdienst:	1. 10. 1965 - 30. 9. 1967
Studium:	1967 - 1973: Physikstudium an der FAU Erlangen - Nürnberg
Prüfungen:	20. 7. 1965: Abitur 20. 4. 1970: Diplom - Vorprüfung 25. 5. 1973: Diplom - Hauptprüfung
Stellungen:	1. 11. 1973 - 31. 10. 1975: Stipendium nach dem Graduiertenförderungsgesetz und wissenschaftliche Hilfskraft seit 1. 11. 1975: Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen - Nürnberg

Offset —
Siebdruck
S.Kriegelstein



Erlangen Elise-Spaeth-Str. 37
Telefon 09131/33907